ANNALES

DE

RADIOÉLECTRICITÉ

COMPAGNIES FRANÇAISES ASSOCIÉES DE T.S.F.

79, Boulevard Haussmann, 79

PARIS

TOME III. OCTOBRE 1948. N° 14.

TOME III | OCTOBRE 1948 | N° 14

ANNALES
DE
RADIOÉLECTRICITÉ

COMPAGNIES FRANÇAISES ASSOCIÉES DE T. S. F.

COMPAGNIE GÉNÉRALE DE TÉLÉGRAPHIE SANS FIL
SOCIÉTÉ FRANÇAISE RADIO-ÉLECTRIQUE
LA RADIOTECHNIQUE
SOCIÉTÉ INDÉPENDANTE DE TÉLÉGRAPHIE SANS FIL
COMPAGNIE RADIO-FRANCE
COMPAGNIE RADIO-MARITIME
RADIO-ORIENT
COMPAGNIE RADIO CINÉMA
ÉTABLISSEMENTS E. ROBERT ET CIE (LA STÉATITE INDUSTRIELLE)
SOCIÉTÉ DE TRAITEMENTS ÉLECTROLYTIQUES ET ÉLECTROTHERMIQUES (STEL)

79, Boulevard Haussmann, PARIS

SOMMAIRE

R. WARNECKE et P. GUÉNARD. — Sur l'aide que peuvent apporter en télévision quelques récentes conceptions concernant les tubes électroniques pour ultra-hautes fréquences . . 259
A. DANZIN et E. DESPOIS. — Le poli optique, élément de la construction des tubes à vide . 281
E. ALBERS-SCHŒNBERG et W. SOYCK. — La variation des propriétés diélectriques des matières céramiques à base d'orthotitanate de magnésie et sa représentation par la loi logarithmique des mélanges 290
P. PARIS et J. POLONSKY. — Description d'un émetteur 1 kW de radiodiffusion à ondes moyennes 293
W. KLEEN. — Note sur la sensibilité d'un étage amplificateur. 299
P. GUÉNARD, R. WARNECKE et C. FAUVE. — Sur le rendement des tubes à modulation de vitesse. 302
J. BROSSART et O. DOEHLER. — Sur les propriétés des tubes à champ magnétique constant; IIIe Partie. Les tubes à propagation d'onde à champ magnétique. 328
M. BRICKA et H. BRUCK. — Sur un nouveau canon électronique pour tubes à haute tension. 339
M. BERNARD. — Baie de liaison au réseau téléphonique pour communications radiotéléphoniques bilatérales 344
Productions nouvelles 356

Prière d'adresser toute correspondance à la Compagnie Générale de T. S. F., Centre d'Information et de Documentation, 23, rue du Maroc, Paris (19e).

SUR L'AIDE QUE PEUVENT APPORTER EN TÉLÉVISION QUELQUES RÉCENTES CONCEPTIONS CONCERNANT LES TUBES ÉLECTRONIQUES POUR ULTRA-HAUTES FRÉQUENCES

PAR R. WARNECKE ET P. GUÉNARD.

Centre de Recherches de la Compagnie générale de T. S. F.

Introduction.

Les standards envisagés pour la télévision avant la dernière guerre correspondaient, sous leur forme la plus évoluée, à un spectre de modulation s'étendant sur quelques mégacycles. On pouvait alors envisager de transmettre cette bande de modulation sur une porteuse d'une centaine de mégacycles par seconde et d'utiliser, aussi bien à l'émission qu'à la réception, des tubes électroniques classiques, certes perfectionnés, mais voisins dans leur conception, leur construction et leur mode d'emploi, de ceux qu'utilise la Radiodiffusion sonore. A l'heure actuelle, l'amélioration de la qualité de la télévision en noir et blanc et la réalisation de la télévision en couleurs, conduisent à des standards nettement plus sévères. C'est ainsi que, pour préparer la définition élevée du futur réseau national français, il faut prévoir que le signal « video » couvrira une bande de fréquences dépassant 15 Mc : s. En admettant même que l'on ne conserve, dans la transmission, que l'une des deux bandes latérales, on est ainsi amené à augmenter notablement la fréquence porteuse; en tenant compte des exigences accrues que ne manqueront pas d'imposer les progrès futurs, il paraît actuellement plausible de situer sa valeur au delà de 500 Mc : s.

Les diverses gammes de fréquences auxquelles on peut songer pour la diffusion des images et qui s'étendent jusqu'à environ 2 000 Mc : s, présentent, dans leur application pratique, des avantages et des inconvénients. On mentionne souvent, au désavantage des ondes décimétriques courtes, les effets de masques et d'échos. En fait, ces effets nuisibles existent dans tout le domaine de fréquences que l'on peut envisager, aussi bien, par exemple, pour 50 cm que pour 20 cm de longueur d'onde. Il est probable que, pour leur élimination, les fréquences les plus élevées sont pratiquement les plus efficaces; l'emploi d'une longueur d'onde plus courte facilite en effet la réalisation d'aériens de structure et de caractéristiques appropriées. Les résultats d'expériences entreprises dans les conditions pratiques d'emploi permettront de mettre en œuvre ces principes et de préciser les valeurs les plus convenables des fréquences porteuses en fonction des résultats techniques et du prix de revient des appareils.

On oppose également parfois à l'emploi des U. H. F. pour la diffusion, les possibilités limitées des tubes électroniques dans ce domaine aussi bien à l'émission qu'à la réception; le présent exposé a pour but de répondre aux questions ainsi posées, en passant en revue un certain nombre de résultats nouvellement acquis et de conceptions récemment énoncées à propos des types de tubes susceptibles, *a priori*, d'être utilisés. L'équipement de la télévision doit comporter en même temps que des stations de diffusion, des câbles hertziens destinés au relais ou au reportage. Les problèmes de tubes que pose la réalisation de ces câbles hertziens transmettant la grande largeur de bande imposée par la très haute définition seront également envisagés au cours de cet exposé.

Lampes à commande de densité.

Il est bien connu que les lampes ordinaires dans lesquelles les variations de courant sont dues à l'action d'une grille de contrôle sur l'émission de la cathode ont, tant par leurs éléments de circuits que par leur mécanisme électronique, des possibilités sévèrement limitées en ondes ultra-courtes. Néanmoins, l'emploi d'électrodes pouvant s'intégrer à des résonateurs électriques fermés (tronçons de ligne de transmission ou cavités électromagnétiques), la

diminution des espaces interélectrodes et le fonctionnement sous des tensions très élevées, ont permis, au cours de ces dernières années, d'atteindre des débits H. F. de l'ordre de 50 kW en régime permanent sur 50 cm de longueur d'onde, avec des rendements d'environ 60 %.

Ces résultats, obtenus avec les « Resnatrons » [1], [2], sont dus en partie à la structure de tétrode utilisée (*fig.* 1); structure avantageuse

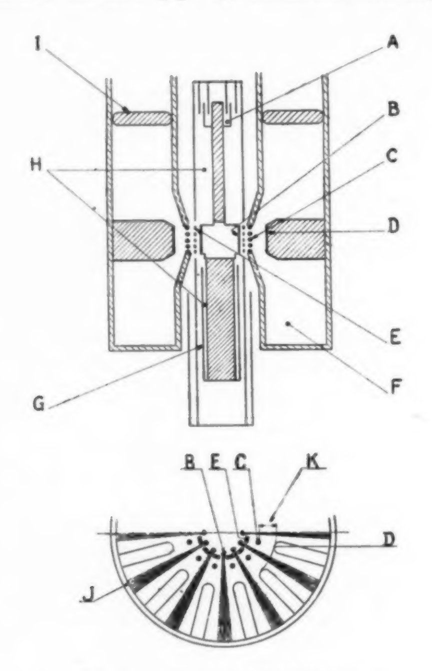


Fig. 1. — Coupes schématiques d'une tétrode à haute tension type Resnatron.

A, capacité d'accord ajustable (circuit cathode-grille de commande); B, élément de cathode; C, grille-écran; D, partie rentrante de l'anode réduisant les effets de temps de transit et d'émission secondaire; E, grille de contrôle; F, cavité écran-anode; G, condensateur-by-pass; H, cavité cathode-grille de commande; I, piston d'accord de la cavité d'anode; J, anode; K, espace d'interaction écran-anode.

tant pour les circuits que pour le mécanisme électronique. A ce dernier point de vue, la présence d'une grille-écran portée à un potentiel continu élevé conduit, en effet, à des temps de transit entre la grille de contrôle et l'anode plus faibles que dans une triode et, au cours du cycle de fonctionnement, moins dispersés autour de leur valeur moyenne, ce qui réduit les effets de dégroupement aussi bien au voisinage de la grille de contrôle qu'entre la grille-écran et l'anode [3]. D'autre part, en utilisant des faisceaux dirigés avec des espaces interélectrodes convenables, on réduit le courant consommé par la grille-écran et grâce au creux de potentiel que crée la charge d'espace entre l'écran et l'anode, on diminue l'influence néfaste de l'émission secondaire de l'anode. En ce qui concerne les « circuits », la présence d'une grille-écran permet de séparer complètement l'entrée et la sortie; on peut, en effet, connecter le circuit de commande entre la cathode et la grille de contrôle et le circuit de prélèvement d'énergie entre la grille-écran et l'anode. Ces circuits, étant réalisés sous forme de résonateurs fermés, ne sont alors couplés que par la capacité très faible qui existe entre la cathode et l'anode.

Toutes ces raisons concourent pour donner à ce type de lampe une bonne efficacité, mais le niveau élevé de puissance obtenu avec certains Resnatrons résulte principalement de la haute tension anodique que son principe a permis d'utiliser : 15 à 18 kV dans le cas de l'exemple précédemment cité. Les modèles conçus pour de plus faibles voltages ont donné des résultats bien inférieurs; cela s'explique aisément en notant que, dans les exemplaires dont les caractéristiques ont été indiquées plus haut, les densités d'émission et de dissipation ont été portées aux valeurs maxima permises par les ressources de la technique présente et que les conditions de circuit interdisent d'augmenter davantage la surface des électrodes. Au point de vue de la puissance utile, une réduction de tension anodique ne peut donc être contre-balancée par un accroissement de courant. Par ailleurs, quand on diminue la vitesse des électrons dans le tube, aux effets plus importants des temps de transit — que l'on ne peut réduire suffisamment en rapprochant les électrodes — viennent s'ajouter, en jouant un rôle très important, les conséquences néfastes d'une émission secondaire anodique accrue. En effet, comme l'indiquent les caractéristiques bien connues des surfaces susceptibles d'être employées, le coefficient d'émission secondaire est supérieur à l'unité lorsque les vitesses d'impact sont abaissées à des valeurs correspondant à moins d'environ 2 kV. Dans ces conditions (qu'on ne peut éviter dans les fonctionnements à basse tension), des électrons secondaires, en nombre relativement important, empruntent une énergie notable au champ H. F. du circuit de sortie, énergie qu'ils dissipent sous forme de chaleur par un bombardement en retour de l'anode, diminuant ainsi considérablement le rendement. Dans les tubes ordinaires pour ondes longues, ces effets peuvent être éliminés en très grande partie grâce à certains artifices : grille d'arrêt, charge d'espace suppresseuse, vannes

ou chicanes sur l'anode, mais dans les tubes devant fonctionner à fréquence élevée, la structure compacte nécessaire rend ces dispositifs moins efficaces ou même impossibles à mettre en œuvre.

Ainsi donc quelles que soient les améliorations apportées aux structures des électrodes ou à la forme des circuits, on n'échappe pas à cette condition fondamentale qu'une lampe à grille de contrôle ne peut fournir en ondes ultra-courtes des puissances importantes qu'au moyen de hautes tensions, ce qui implique l'utilisation d'organes oscillants ayant une impédance élevée, c'est-à-dire une grande sélectivité.

Pour cette raison, il est impossible pratiquement de réaliser des amplificateurs ayant à la fois un très grand débit H. F. et une très large bande passante. En notant que la largeur de bande qui correspond aux 50 kW de puissance utile indiquée plus haut est de l'ordre de 3 Mc : s, on a immédiatement une idée de la faible valeur du débit H. F. sur lequel on pourrait compter aux environs de 500 Mc : s avec une bande passante de 30 Mc : s, même en agissant au mieux sur les paramètres de la construction. Le moyen d'obtenir, néanmoins, des valeurs de cet ordre de grandeur, en même temps que des puissances suffisamment élevées pour assurer, avec un bon coefficient de sécurité, la diffusion visuelle à grande distance (puissances qu'aux environs de 500 Mc : s on peut chiffrer à quelques kilowatts) consiste donc à utiliser une modulation indirecte, une modulation par absorption du genre Parker par exemple. Les difficultés de circuit (adaptation aux extrémités de la bande) en rendent la mise en œuvre difficile, mais il est possible d'envisager des solutions dans cette voie.

Les tubes à grille de contrôle commerciaux qui, employés comme amplificateurs de H. F. modulée, paraissent actuellement satisfaire le mieux aux exigences minima de la télévision à haute définition sont des triodes capables de travailler efficacement à basse tension, en ondes ultra-courtes, grâce à de grands pouvoirs spécifiques de dissipation énergétique. Ces triodes ont l'inconvénient d'avoir des gains faibles, de l'ordre de 7 à 8 au maximum; aussi s'efforce-t-on de les remplacer par des tétrodes [4] qui, par principe, peuvent donner des gains supérieurs, de l'ordre de 30 à 50, dans la même région de fréquence, mais, *à basse tension anodique*, celles-ci (en particulier à cause des effets d'émission secondaire) sont relativement moins efficaces que les triodes en ce qui concerne le débit H. F. Bien entendu, les puissances utiles de ces triodes à basse tension sont néanmoins bien inférieures à celles des tétrodes à haute tension. Si l'examen de la relation théorique entre l'émission électronique, les capacités interélectrodes, la largeur de bande et la puissance utile font apparaître, pour cette dernière, une valeur relativement importante, cette valeur est, en fait, limitée par les dissipations permises sur l'anode et surtout sur la grille, par les possibilités pratiques d'obtenir les basses impédances de faisceau nécessaires (faible voltage, grand courant) et de réaliser les circuits ayant la surtension désirable et aussi par le fait, qu'en raison du temps de transit, aux très hautes fréquences, l'émission cathodique requise est plusieurs fois supérieure à celle que l'on a besoin de prévoir aux basses fréquences ([1]).

Compte tenu de ces considérations, l'utilisation d'une structure à disques scellés (qui réduit au minimum les inductances et les résistances radiofréquence des connexions) doit permettre de construire des triodes amplificatrices capables de fournir aux environs de 600 Mc : s, et avec des circuits admettant une bande de modulation de $\pm$ 10 Mc : s, une puissance moyenne de l'ordre du kilowatt, mais le fait qu'un tel débit représenterait le double ou le triple des possibilités qu'ont des réalisations d'une technique très perfectionnée comme celle de la 6.C.22 (I. T. T.) [5], de la C. V. 287 (G. E. C.) [6] ou de la C. X. 105 (C. S. F.) [7], montre que ces chiffres correspondraient sans doute au compromis puissance utile-bande passante, le meilleur qu'on puisse attendre d'une lampe à grille de contrôle vis-à-vis des besoins de la diffusion visuelle à haute définition. Sur des fréquences plus basses que 600 Mc : s, on pourrait obtenir des puissances plus élevées, mais au détriment de la bande passante; sur des fréquences plus élevées la réduction nécessaire des capacités et des inductances entraînerait une réduction des surfaces des électrodes et donc des puissances appliquées tandis que l'accentuation des effets néfastes des temps de transit ferait diminuer très rapidement le rendement et le gain. Le Tableau II donne une idée de l'influence sur le débit H. F. de l'accroissement de la fréquence de fonctionnement dans le cas particulier du tube C. X. 105 (*fig.* 2) dont le Tableau I indique les caractéristiques provisoires.

Dans la réalisation des câbles hertziens, qui sont utilisés en télévision pour transmettre d'un point

---

([1]) En ondes ultra-courtes, en effet, beaucoup d'électrons émis durant le cycle d'oscillation peuvent être renvoyés vers la cathode, et il est nécessaire de compenser cet effet par une augmentation de l'émission.

fixe à un autre point fixe un programme réalisé localement ou pour relier un point de reportage mobile à un centre de diffusion, on est amené, pour

Fig. 2. — Triode à « disques scellés » C. X. 105.

Tableau I.

Caractéristiques provisoires du tube C. X. 105.

Tension anodique continue maximum....	1200 V
Courant anodique moyen admissible......	0,75 A
» maximum de crête admissible...	12
Dissipation anodique maximum :	
Refroidissement par air..............	300 W
» par eau..............	600
Capacité grille-cathode..................	15 pF
» » anode..................	16
» anode-cathode.................	2
Possibilités prévues pour le fonctionnement en amplificateur (grille à la terre) avec un circuit ayant une largeur de bande d'environ 10 Mc : s :	
Fréquence............................	600 Mc : s
Puissance de sortie....................	350 W
Rendement (%)........................	55 à 60
Gain en puissance (%)..................	7 à 8

obtenir, avec des aériens d'encombrement réduit, une bonne directivité, à envisager l'emploi de fréquences très élevées dont les valeurs apparaissent actuellement comme devant être comprises entre 2 000 et 10 000 Mc : s, suivant les particularités à résoudre.

Tableau II.

Variations des possibilités du tube C. X. 105 *en fonction de la fréquence de fonctionnement.*

f (Mc : s).	*W* (watts).	Rendement (%).
600..........	350	60
800..........	200	40
1000..........	85	25

Sur la base des connaissances précises que l'on a actuellement des facteurs limitatifs du fonctionnement des tubes électroniques en hyperfréquence, la théorie indique que les lampes à grille de contrôle peuvent fournir, dans presque tout le domaine en question, des puissances de l'ordre de grandeur désirable et divers essais effectués au cours de ces dernières années ont montré que ces promesses théoriques pouvaient être approchées expérimentalement d'une manière satisfaisante; par exemple, on a pu constater qu'aux environs de 4 000 Mc : s une puissance utile de l'ordre du watt était possible en amplification avec un rendement de 10 %, un gain de 8 db et une bande passante d'environ 100 Mc : s. Mais en imposant en particulier des espacements interélectrodes très petits (20 μ environ par exemple pour la distance entre cathode et grille), de très hautes densités de courant et de dissipation, l'obtention de ces résultats pose des problèmes de construction qui n'ont pas encore été résolus dans des modèles *industriels*. Il est à noter d'ailleurs que ces problèmes sont particulièrement délicats dans le cas de tubes destinés à l'équipement des stations relais à cause de la grande durée de vie qui est désirée.

En attendant que soient terminées les études technologiques entreprises à cet égard de divers côtés, on ne dispose que de modèles commerciaux ayant des possibilités beaucoup plus modestes que celles des tubes de laboratoire et n'offrant pour l'équipement des câbles hertziens de télévision à haute définition qu'un intérêt médiocre, en effet, pour leurs fréquences extrêmes d'emploi (environ 3 000 Mc : s), ils n'ont, avec des puissances de sortie très petites (de l'ordre de quelques centaines de milliwatts) qu'une bande passante et un gain très faibles

comme le montre, à titre d'exemple, les résultats des mesures effectuées sur une lampe 2.C. 40 (Tableau III).

TABLEAU III.

Caractéristique gain-bande passante du tube 2.C. 40 *à* 3 000 Mc : s.

(V_a = 300 V, I_a = 30 mA).		(V_a = 300 V, I_a = 30 mA).	
Gain en puissance.	Largeur de bande (Mc : s).	Gain en puissance.	Largeur de bande (Mc : s).
14	0,8	4,5	7,5
9,5	2,9	2,5	10

Alors que les possibilités en débit H. F., bande passante, stabilité de fréquence, gain et qualité de modulation, sont les facteurs essentiels pour les amplificateurs de puissance des émetteurs, c'est le niveau de bruit qui est le facteur primordial dans un amplificateur à faible niveau équipant l'entrée d'un récepteur. Utilisées à cette place, les lampes à grille de contrôle des modèles commerciaux sont efficaces pour des fréquences inférieures à 1 200 Mc : s environ, mais au delà, leur facteur de bruit augmente rapidement et dépasse beaucoup, au voisinage de 3 000 Mc : s, la valeur d'environ 10 db que permet d'atteindre un récepteur utilisant un cristal pour la conversion de fréquence; le Tableau IV indique, à titre d'exemple, les résultats obtenus [8], [9], [10] pour un tube 2.C. 40.

TABLEAU IV.

Facteur de bruit du tube 2. C. 40.

Fréquence (Mc : s).	Facteur de bruit (db).	Fréquence (Mc : s).	Facteur de bruit (db).
500	7	2 000	16
1 000	10	3 000	21

Certaines lampes à grille de contrôle [11], [12] ont conduit à de meilleures valeurs, par exemple, 8 à 9 db à 3 000 Mc : s avec un gain de 20 db et une bande passante de 3 Mc : s. Mais cette amélioration est obtenue au prix d'une construction qui ne semble pas avoir franchi le stade de l'expérimentation en laboratoire tant elle est rendue délicate par l'utilisation d'électrodes déplaçables, très voisines en fonctionnement (distance grille-cathode de l'ordre de 1/10e de millimètre) et incorporées directement dans des cavités internes déformables (elles-mêmes disposées d'une manière très analogue à celles de la tétrode d'émission de la figure 1). Théoriquement, il paraît également possible de réduire le bruit des tubes conventionnels en remplaçant leur cathode, incorporée dans le circuit d'entrée, par une cathode virtuelle produite en injectant un faisceau électronique à faible vitesse entre deux grilles. Ce dispositif, qui peut également présenter l'avantage de conduire à une conductance mutuelle relativement élevée, doit faire encore l'objet d'un certain nombre d'études avant qu'on puisse songer à le mettre en œuvre pratiquement.

Dans l'état présent de la technique, les lampes à grille de contrôle, utilisées comme amplificateurs de signaux faibles, n'offrent donc que des possibilités restreintes. Comme d'autre part, il n'existe pas actuellement de tubes meilleurs pour cet usage, le gain nécessaire dans les récepteurs doit être demandé en totalité, ou presque, aux étages moyenne fréquence. Quand la bande passante doit être très large, cela pose un problème particulièrement difficile à résoudre, avec les schémas habituels d'amplificateurs, puisqu'il convient alors d'utiliser, pour des raisons bien connues, une fréquence intermédiaire elle-même déjà très élevée.

On dispose maintenant d'un moyen de surmonter cette difficulté : c'est celui que fournit le dispositif à « amplification répartie » dont le principe a été récemment décrit par Ginzton et d'autres [13] et qui est en rapport avec des conceptions déjà anciennes indiquées notamment par Percival [14] (1). Ce dispositif surmonte les limitations de gain et de bande passante des amplificateurs ordinaires en plaçant les tubes (qui peuvent être de construction classique) en dérivation entre les éléments de deux lignes de transmission de telle façon que les capacités des tubes soient séparées, tandis que leurs transconductances s'ajoutent sans affecter les impédances d'entrée et de sortie du système. Celui-ci est représenté schématiquement par la figure 3 dans le cas de deux étages d'amplification.

La ligne d'entrée contient les capacités d'entrée des tubes et la ligne de sortie leurs capacités de sortie. Ces capacités interviennent comme capacités transversales et entre elles sont intercalées des self-inductions longitudinales d'une valeur telle que le

(1) *Voir* aussi le brevet français n° 890.345 du 1er décembre 1941.

temps de transit du signal entre deux tubes soit le même dans la ligne d'entrée et dans la ligne de sortie. En d'autres termes, compte tenu des éléments apportés par les tubes eux-mêmes, les deux lignes qu'ils contribuent à former sont constituées de manière à avoir des vitesses de propagation identiques. Un signal appliqué à l'extrémité d'attaque de la ligne d'entrée se propage le long de cette ligne avec une vitesse finie en excitant un tube après l'autre. Sous l'effet du signal appliqué à sa grille,

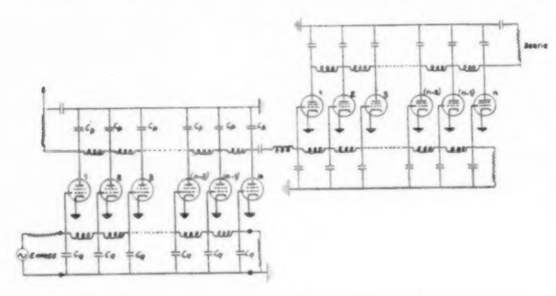


Fig. 3. — Schéma du système à amplification distribuée.

$$g = \frac{nS}{2} Z = \frac{nS}{2} \frac{1}{\pi C f} \frac{1}{\sqrt{1-\left(\frac{f}{f_c}\right)^2}},$$

$$b = \text{bande passante} = \frac{f_c}{\sqrt{2}} = \frac{\sqrt{2}}{\sqrt{LC}} \frac{1}{2\pi},$$

$$g^b{}_{tot} = \frac{nS}{2\pi C} \text{ (} b \text{ indépendant de } n\text{);}$$

$$G = \left[\frac{nS}{2} \frac{1}{\pi C f_c}\right]^m \left[1-\left(\frac{f}{f_c}\right)^2\right]^{-\frac{m}{2}}.$$

g, gain d'un étage composé de n tubes (n sections);
C, capacité d'entrée du tube, supposée égale à la capacité de sortie (capacités parasites incluses);
S, pente;
Z, impédance caractéristique des lignes artificielles;
f, fréquence de coupure $= \frac{1}{\pi\sqrt{LC}}$ (L, self-inductance longitudinale);
G, gain total d'un système de m étages à n sections (nm tubes).

chaque tube envoie dans la ligne d'anode un signal dans les deux directions, mais si l'extrémité correspondante est parfaitement terminée, les ondes qui vont vers la gauche dans la ligne d'anode sont complètement absorbées et ne contribuent en rien au signal de sortie, tandis que les ondes qui se propagent vers la droite se superposent *en phase*. Ainsi, dans la ligne d'anode d'un étage, on obtient un signal égal à la somme des signaux amplifiés et le voltage de sortie est directement proportionnel au nombre de tubes de l'étage; en principe, il n'y a donc pas de limites au gain à condition, bien entendu, que celui de chaque tube (aussi faible soit-il) soit plus grand que l'atténuation correspondant aux pertes de la section dans laquelle il est incorporé. Les avantages du procédé d'accouplement des tubes suivant le principe de l' « amplification répartie » — avantages qui apparaissent en comparant les résultats de l'analyse élémentaire résumée en marge de la figure 3 à ceux des systèmes habituels — ont été vérifiées expérimentalement; c'est ainsi, par exemple, que lors des premières réalisations faites à la Stanford University, on a obtenu un gain de 18 db et une bande passante de 200 Mc : s (réponse entre 0 et 200 Mc : s), avec un montage à deux étages comportant chacun sept tubes 6.A. K. 5.

Comme il est évident, l'amplification du côté des fréquences élevées est limitée par les effets de « charges de grille » provenant, d'une part, du courant circulant dans la capacité grille-cathode et dans l'inductance de cathode et, d'autre part, de la charge ohmique résultant des effets de transit des électrons entre cathode et grille. Les conséquences de ces phénomènes, qui dépendent de la géométrie des tubes employés (et dont l'importance croît, comme l'on sait [15], à peu près proportionnellement au carré de la fréquence à partir d'une certaine valeur) pourraient être évidemment réduites (et, par là, la bande passante du système augmentée) en construisant des tubes adaptés au problème, c'est-à-dire présentant une bonne séparation entre l'entrée et la sortie, une haute impédance d'entrée aux fréquences élevées et un grand indice gain-bande passante.

N'ayant aucune raison particulière de présenter des inconvénients au point de vue du bruit, les systèmes à amplification répartie paraissent donc pouvoir fournir la solution du problème des étages M. F. de récepteurs U. H. F. de qualité comme ceux qui sont nécessaires pour la télévision, même si, pour celle-ci, on adopte une fréquence porteuse très élevée (1).

Tubes à modulation de vitesse.

Grâce au fait fondamental que les électrons y sont uniformément et fortement accélérés avant d'être

(1) L'intérêt de l'amplification répartie dépasse évidemment ce problème particulier, et il est possible d'en envisager des applications dans des domaines bien différents; le rapport étroit de son principe avec celui des tubes à ondes progressives (rapport qui apparaît clairement, par exemple, en comparant le schéma du système à amplification répartie à celui que Bernier [16] a donné pour les tubes à propagation d'ondes) et la possibilité d'y incorporer des faisceaux électroniques modulés dans leur vitesse, suggèrent, en particulier, de nouvelles conceptions des tubes pour U. H. F.

soumis à l'action de champs électriques H. F. séparés, les tubes à modulation de vitesse à plusieurs cavités peuvent avoir, dans le domaine des très courtes

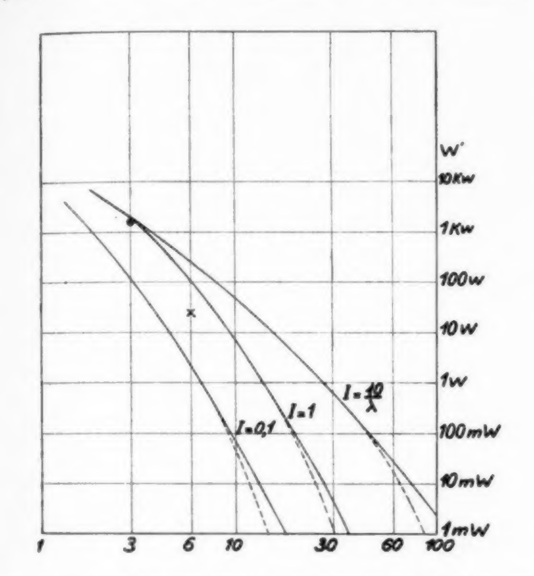


Fig. 4. — Courbes représentant en fonction de la fréquence (en kMc : s) la valeur limite de la puissance calculée théoriquement [17] dans le cas d'un tube à deux cavités sans grille. Le paramètre *I* représente la densité de courant dans le tube de glissement (en A : cm²). Le point et la croix sont relatifs respectivement au K. 1010 (C. S. F.) [18] et au 3843 A. (L. C. T.) [22].

longueurs d'onde, des possibilités bien meilleures que celles des tubes à commande de densité en ce qui concerne le gain, le rendement et la puissance utile.

Comme le montre la figure 4 déduite d'une théorie [17] dont les résultats, en ordre de grandeur, ont été vérifiés expérimentalement (par exemple, par l'obtention de 1 500 W de puissance utile à 3 000 Mc : s [18] avec l'auto-oscillateur que montre la figure 5), les tubes du type à deux cavités, maintenant classique, suffisent déjà pour fournir les débit H. F. demandés pour la diffusion visuelle; des valeurs plusieurs fois supérieures peuvent d'ailleurs être obtenues, s'il en est besoin, avec des tubes à faisceaux multiples et à cavités « harmoniques » qui fonctionnent comme plusieurs tubes ordinaires placés en parallèle (*fig.* 6) sans que se posent les difficiles problèmes des multiples accords nécessaires [19].

Pour ces niveaux de puissance et même pour des niveaux moins élevés, le rendement est un facteur important et les meilleures valeurs obtenues avec les tubes ordinaires à deux cavités, de l'ordre de 20 à 25 %, peuvent sembler insuffisantes, mais, comme les auteurs viennent de le montrer théoriquement [20], des progrès notables peuvent être faits à ce propos. En utilisant un champ rassembleur électriquement « large » — solution aisément applicable aux tubes de très grande puissance à faisceaux multiples — une amélioration de 8 à 10 % est possible et en employant un rassembleur auxiliaire — solution légèrement plus compliquée, mais acceptable dans le cas des tubes à faisceau unique — on peut ajouter environ 20 % aux rendements actuels. Sur la base de ce dernier perfectionnement, un amplificateur est en cours de réalisation au laboratoire C. S. F. (*fig.* 7) avec lequel on compte obtenir, à 1 200 Mc : s,

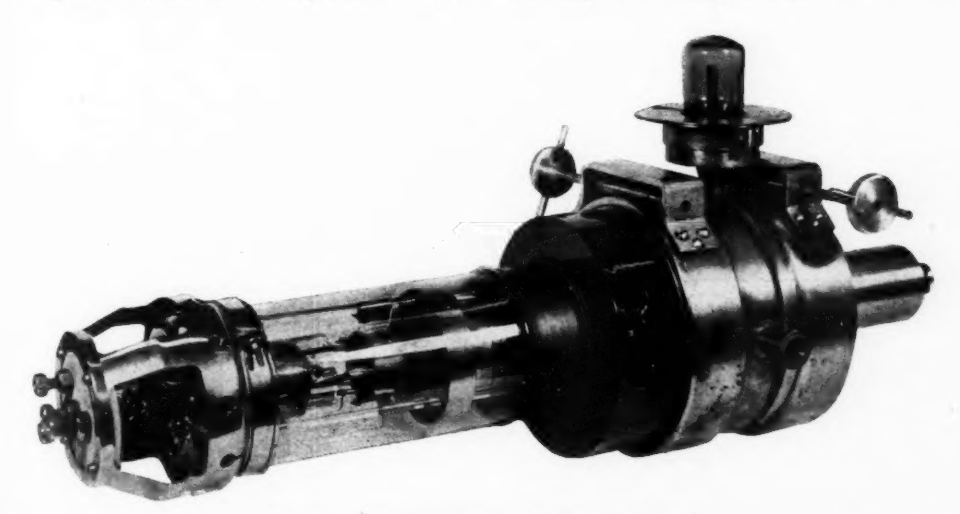


Fig. 5. — Klystron auto-oscillateur K. X. 1010.

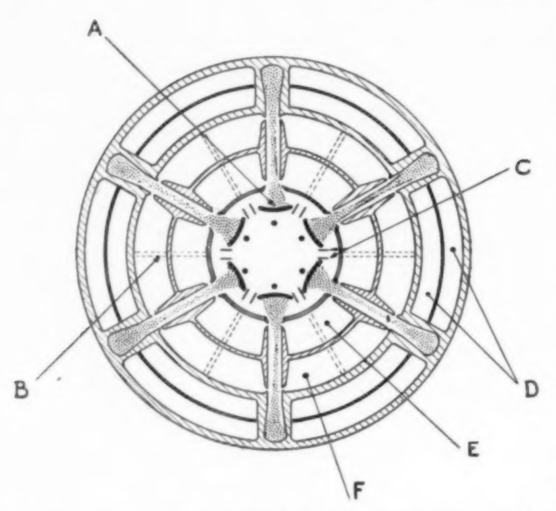


Fig. 6. — Coupe schématique d'un tube à faisceaux multiples.

A, cathode à faisceau dirigé; B, cloison ajourée définissant le mode de vibration; C, électrodes de focalisation; D, chemise de circulation d'eau; E, cavité d'entrée; F, cavité de sortie.

Les supports des électrodes et les organes de couplage avec les éléments extérieurs ne sont pas représentés.

une puissance de 10 kW, un gain de l'ordre de 80 et un rendement d'environ 40 %, mais comme ce tube comporte des organes oscillants à grande sélectivité, ce n'est qu'extérieurement, et suivant des procédés indiqués plus loin, qu'on pourra le moduler avec des signaux occupant une très large gamme de fréquences.

Bien qu'on puisse, en principe, trouver avantageuses à ce point de vue des structures utilisant des faisceaux à impédance relativement faible (comme celle du tube à faisceaux plats de la figure 8 [21] ou comme celle du tube à symétrie de révolution autour d'un axe normal à la direction du flux électronique de la figure 9 [19], pour des raisons de simplicité de construction), c'est seulement avec le type habituel à deux cavités, mais en consentant alors à de grands sacrifices sur la puissance utile, le rendement et le gain possibles, que l'on a tenté jusqu'à maintenant de réaliser des amplificateurs à modulation de vitesse à très large bande passante. C'est ainsi qu'avec des tubes ayant des cavités d'entrée artificiellement amorties, les techniciens du L. C. T. [23] ont récemment obtenu, à 3 000 Mc : s, 10 W de puissance utile et un gain

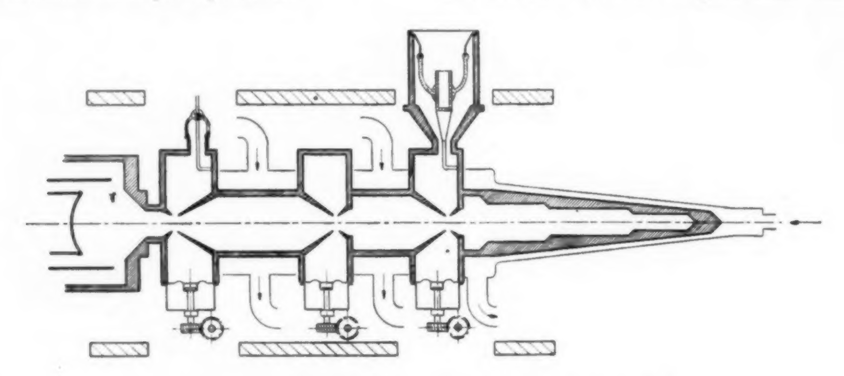
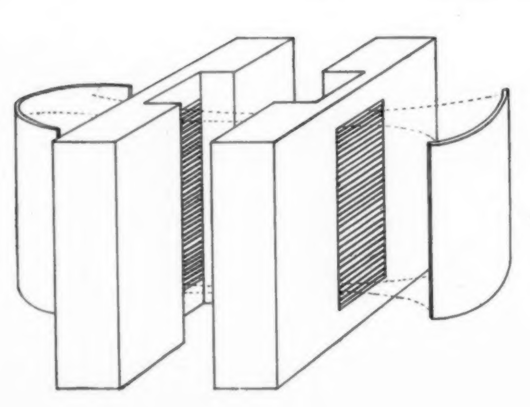


Fig. 7. — Coupe schématique d'un tube à trois cavités.

de 40 avec une largeur de bande égale à 50 Mc : s. C'est là un résultat remarquable qui permet, avec une bonne marge de sécurité, l'équipement de l'étage de sortie des émetteurs de câble hertzien pour la télévision à haute définition.



← Fig. 8. — Schéma d'un tube à modulation de vitesse à faisceau plat et à cavité prismatique; la hauteur de celle-ci peut correspondre à plusieurs reproductions du champ H. F., ce qui permet d'augmenter la puissance toutes choses égales par ailleurs au moyen d'un allongement du système.

Les supports d'électrodes, les systèmes de déformation des cavités et les organes de couplage avec les éléments extérieurs ne sont pas représentés.

Comme le montre l'exemple du modèle commercial Sperry 2.K.35, lequel donne 5 W de sortie à 3 000 Mc : s avec 5 mW à l'entrée, il est possible de réaliser des tubes à modulation de vitesse ayant un très grand gain. Malheureusement, cette possibilité ne peut être utilisée pour munir l'entrée des récepteurs d'un préamplificateur de signaux faibles parce que les tubes à modulation de vitesse employés de cette façon sont « bruyants »; par exemple, avec une bande passante aussi faible que 2 Mc : s et un gain aussi petit que 6 on obtient, à 3 000 Mc : s,

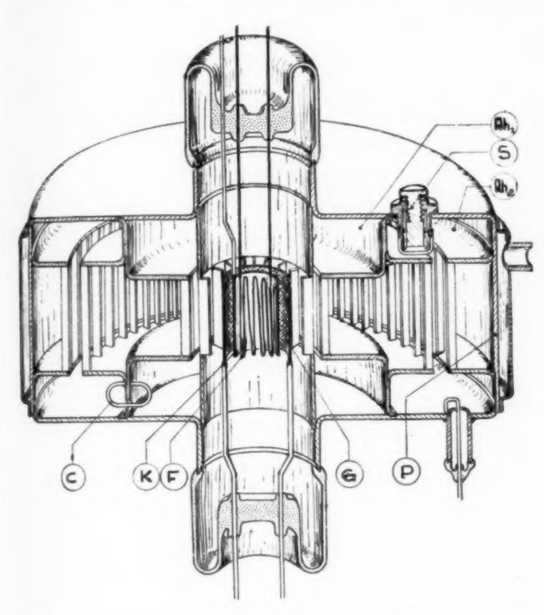


Fig. 9. — Schéma d'un tube à modulation de vitesse de grande puissance à cavités de révolution autour d'un axe normal à direction du flux électronique.

des facteurs de bruit de l'ordre de 25 db, valeur qui s'élève au moins d'une douzaine de décibels pour un tube ayant un gain de 1 000.

Le bruit des amplificateurs à modulation de vitesse, qui vient en majeure partie de l'excitation de la cavité d'entrée par l'effet de grenaille du faisceau, peut, théoriquement, être réduit dans de grandes proportions en utilisant des faisceaux très peu intenses (100 μA par exemple); avec des tensions d'accélération faibles, de l'ordre de 100 V, on peut alors obtenir simultanément un gain raisonnable, mais de tels tubes apparaissent comme très difficiles à construire à cause des faibles écartements interélectrodes exigés par les petites vitesses électroniques. A la connaissance des auteurs, aucune réalisation pratique satisfaisante n'a encore été faite dans ce sens ni dans celui qui consiste à utiliser des électrodes supplémentaires précédant celle de la cavité d'entrée et connectées à un « pré-circuit » désaccordé par rapport au signal [24].

Les tubes à modulation de vitesse offrent encore une possibilité importante et qui peut être mise à profit pour les besoins de la télévision de haute qualité : celle de la stabilisation directe des fréquences porteuses. En effet, grâce aux klystrons multiplicateurs de fréquence (*fig.* 10), on peut assurer le contrôle des émetteurs de relais et de diffusion par quartz piézoélectrique. Étant données



Fig. 10. — Klystron multiplicateur de fréquence X. M. 10.

les publications détaillées [18], [25], [26] qui ont été récemment faites à ce sujet en France et à l'étranger, nous nous bornerons ici à ajouter aux indications du Tableau V relatif à un modèle particulier de tube (*fig.* 10), que des réalisations peuvent être faites pour les fréquences les plus élevées que l'on envisage d'utiliser, soit pour les câbles hertziens (10 000 Mc : s), soit pour la diffusion (1 500 Mc : s), fréquences au delà des possibilités des lampes à grille de contrôle.

Du fait de la simplicité de leur construction, de leur commodité d'emploi et de leurs possibilités relativement élevées dans les bandes centimétriques, les klystrons reflex sont actuellement les générateurs les plus indiqués pour l'équipement des câbles hertziens; dans de tels systèmes, ils peuvent ou servir de pilote pour des amplificateurs de puissance,

ou constituer directement l'étage de sortie (ce qui permet de mettre à profit leur caractéristique intéressante de modulation de fréquence). Par ailleurs, ils peuvent constituer et même avantageusement pour des fréquences aussi basses que 1 000 Mc : s, des oscillateurs locaux de réception souples et commodes à utiliser.

TABLEAU V.

Caractéristiques du tube M. X. 10.

Tension d'accélération maximum........	1500 V
Intensité max. du courant transporté par le faisceau électronique..............	80 mA
Puissance continue appliquée maximum..	120 W
Tension de chauffage..................	6,3 V

V_0 (V).	I_0 (mA).	*W*entrée (W) (λ = 1,12 m).	*W*sortie (mW) (n = 11, λ = 10,2 cm).
400.........	12	0,9	15
600.........	21	1,6	35
800.........	32	2,5	80
1000.........	45	3,5	160
1100.........	50	4	190
1200.........	56	4,5	230
1300.........	60	5,1	260
1400.........	62	5,8	300
1500.........	70	6,5	330

Pour les besoins particuliers de la télévision, il est possible qu'il y ait intérêt à modifier les caractéristiques de certains des modèles de klystrons reflex développés spécialement pour les nécessités du Radar; par exemple, pour qu'ils soient aussi bien adaptés que possible à la fonction du tube émetteur à modulation de fréquence dans les stations des relais, on doit prévoir certains types avec des bandes d'accord électronique et des puissances utiles augmentées et avec des caractéristiques de modulation aussi rectilignes que possible. Des modèles munis de ces perfectionnements, également destinés aux émetteurs des liaisons téléphoniques multiplex, sont déjà en cours d'étude; c'est ainsi que les laboratoires C. S. F. ont prévu le tube R. X. 63 devant avoir 45 Mc : s de bande d'accord électronique avec 4 à 5 W de puissance utile aux environs de 3 600 Mc : s et le R. X. 93 avec 6 Mc : s et 2 W aux environs de 5 000 Mc : s.

Avec ces modèles construits sur des bases technologiques nouvelles illustrées par la figure 11, et comme des expériences préliminaires en ont montré la possibilité, on escompte obtenir (du seul fait d'une bonne focalisation de faisceaux à haute pervéance) des rendements utiles déjà élevés, de

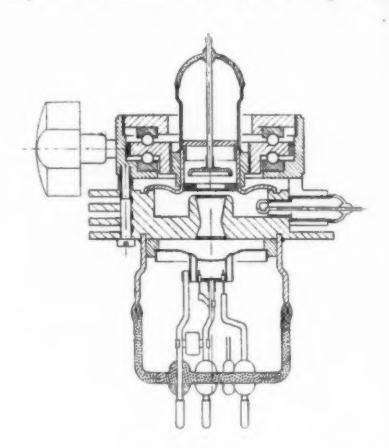


Fig. 11. — Schéma d'un klystron reflex de puissance élevée.

l'ordre de 7 à 8 %. Cette valeur pourra vraisemblablement être améliorée, au cours de perfectionnements futurs en utilisant, comme l'indique schématiquement la figure 12, des angles de transit des

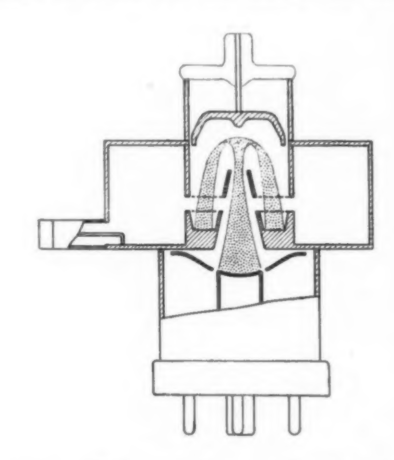


Fig. 12. — Klystron reflex à rendement amélioré. (Le système d'accord mécanique n'est pas représenté.)

électrons dans les champs H. F. différents pour les faisceaux d'aller et de retour [27]. Si de tels perfectionnements peuvent paraître souhaitables, il n'en est pas moins vrai que quelques-uns des modèles existants, du type classique, offrent déjà des possibilités bien suffisantes pour être utilisées immédiatement pour les besoins de la télévision à haute

définition : c'est le cas, par exemple, des tubes du genre du K. R. 330 C. S. F. [18] (*fig.* 13) qui peuvent délivrer 150 mW avec environ 60 Mc : s de bande d'accord électronique (et 500 mW avec 30 Mc : s) aux environs de 7 500 Mc : s, c'est-à-dire sur une fréquence convenant très bien pour l'équipement des émetteurs mobiles de reportage.



Fig. 13. — Klystron reflex K. R. 330.

A propos de leur emploi comme générateurs à fréquence fixe, il faut signaler la facilité et l'efficacité avec lesquelles on peut assurer la stabilité de fréquence des klystrons reflex : en dehors des moyens connus et qui reposent pour la plupart sur l'emploi de cavités électromagnétiques servant d'élément de référence (cavité à haute surtension, à très faible coefficient de température et à atmosphère contrôlée), les procédés d'asservissement utilisant la stabilité des raies d'absorption des gaz sous pression réduite [28] peuvent fournir à ce point de vue des résultats tout à fait équivalents à ceux que procure, en ondes moyennes et longues, le quartz piézoélectrique (1).

En ce qui concerne les oscillateurs de battements pour les récepteurs de télévision U. H. F., des modèles de klystrons reflex voisins de ceux qui ont été utilisés pour le Radar peuvent aussi convenir. Pour les dispositifs à accord fixe comme ceux des relais, des tubes à cavité interne, munis de système de contrôle automatique de fréquence seraient sans doute les plus indiqués, mais bien que de tels tubes puissent couvrir des gammes déjà étendues (1), les besoins des récepteurs seraient sans doute mieux satisfaits par des tubes à disques scellés utilisant comme organes oscillants des tronçons limités de guide d'onde [29] ou de lignes coaxiales [30]. Le fonctionnement des tubes de ce genre est limité, vers les basses fréquences par la distance résonateur-réflecteur (qui fixe les plus grandes valeurs du temps de transit possible sans apparition de courant sur le réflecteur) et vers les hautes fréquences par l'angle de transit dans la fente d'interaction (qui réduit le facteur de couplage entre le champ H. F. et le faisceau) ou par l'impédance shunt de l'organe résonnant (qui, lorsque la fréquence est élevée, peut diminuer au point de ne plus permettre l'oscillation), néanmoins, des bandes de fréquence correspondant au moins au rapport 2/1 peuvent être obtenues dans de bonnes conditions de stabilité, ce qui permettrait déjà de recevoir, sans risque d'interférences, un nombre important d'émissions différentes (2).

En dehors de quelques perfectionnements technologiques permettant de réduire les dérives thermiques et d'un dimensionnement convenable rendant possible le fonctionnement avec de basses tensions d'alimentation (200 V par exemple), les modifications les plus importantes qui, éventuellement, pourraient être faites aux modèles existants, pour en améliorer les caractéristiques en vue de l'emploi comme oscillateurs locaux, concernent le bruit. Dans un klystron reflex, les fluctuations de courant dans le faisceau induisent des fluctuations de bruit dans la tension radiofréquence. Ces dernières sont limitées à la bande de fréquences du résonateur, puisqu'en dehors de celle-ci l'admittance de la fente d'accélération est très faible, mais, quand un klystron reflex est utilisé comme oscillateur de battement dans un récepteur superhétérodyne, les bandes latérales de bruit peuvent interférer dans le convertisseur de fréquence avec la fréquence de l'oscillateur. Les portions de ces bandes latérales, larges comme la bande passante moyenne fréquence

(1) Contrairement à ce qui se passe pour le quartz piézoélectrique, la stabilisation au moyen de cellules à gaz est d'autant plus commode à appliquer que les fréquences à stabiliser sont plus élevées mais, en agissant sur un harmonique, on peut étendre ce procédé à la région 2 000-10 000 Mc : s.

(1) Avec des tensions d'accélération et de freinage inférieures à 300 V et un débit supérieur à 40 mW, le K. R. 203 C. S. F. couvre la bande 21-27 cm.

(2) Pratiquement, ce sont surtout les conditions de stabilité et de commodité de réglage (commande unique des tensions et de l'accord des circuits) qui limitent la bande de fréquence à la valeur indiquée, car en utilisant des tensions d'alimentation pouvant être variées dans de grandes proportions, on peut couvrir des gammes encore plus grandes avec des oscillateurs reflex [31].

du récepteur et située symétriquement par rapport à la fréquence de l'oscillateur local et à une distance égale à la fréquence intermédiaire contribuent au bruit de sortie, dans un récepteur U. H. F. où la fréquence intermédiaire est une petite fraction de la fréquence porteuse; cette sorte de bruit peut alors devenir un facteur limitatif d'autant plus important que la bande d'accord électronique du tube est large. Un remède a été apporté à cet inconvénient, dans certains Radars, en filtrant la puissance de sortie de l'oscillateur local avant son envoi dans le mélangeur, avec une cavité à très haute surtension, mais ce procédé est évidemment difficile à mettre en œuvre dans un récepteur dont l'accord n'est pas fixe. Une solution efficace, et plus adaptée aux problèmes que pourrait poser la télévision en U. H. F., consiste à employer des mélangeurs équilibrés, suivant une méthode éprouvée dans certains Radars modernes. C'est pour utiliser au mieux cette méthode qu'il y aurait intérêt à donner aux klystrons reflex, prévus pour servir d'oscillateurs locaux, des caractéristiques particulières (notamment une bande d'accord électronique étroite et exempte d'hystérésis) caractéristiques que l'on peut déduire des résultats de l'étude du bruit [32], [33], [34]. L'expérience montre d'ailleurs que, de toutes façons, il n'y a pas à craindre d'importantes difficultés de ce côté.

Les magnétrons.

Actuellement, et sans même compter sur des perfectionnements dont on peut attendre qu'ils portent sa puissance utile, en régime permanent, à un niveau de l'ordre de 20 kW à 500 Mc : s, le magnétron offre des possibilités de débit H. F. très élevées et dépassant les besoins de la diffusion visuelle; le Tableau VI qui résume des résultats récemment obtenus aux U. S. A. avec des modèles expérimentaux perfectionnés, met en évidence ces possibilités [35], [36], [37].

Tableau VI.

Possibilités de quelques modèles expérimentaux de magnétrons américains pour régime permanent.

Type.	Fréquence de fonct. (Mc : s).	Puissance utile (kW).	Rendement. (%)	Tension d'aliment. (kV).
34P......	490	10	65	12,5
L. C. W..	900	2	65	4
6321....	3000	0,9	60	5

Malheureusement, la qualité médiocre de la modulation et l'instabilité de fréquence rendent les magnétrons ordinaires de très grande puissance pour régime permanent peu aptes à servir d'émetteurs dans les systèmes de communication à haute qualité.

D'après la forme des caractéristiques du magnétron, il est déjà évident que la modulation d'amplitude est affectée d'une distorsion non linéaire importante (25 % par exemple pour une profondeur de 80 %). D'autre part, comme on le sait, si le courant anodique atteint une certaine valeur maximum critique (jump limit), les oscillations peuvent être interrompues soudainement, puis repartir avec une fréquence différente; des accidents analogues sont également susceptibles de se produire si le courant est abaissé à de faibles valeurs. Les phénomènes transitoires correspondants causent évidemment des troubles en régime de modulation (bandes latérales instables par exemple); à ces troubles s'ajoutent ceux qui viennent de l'influence sur le spectre de fréquence du magnétron en régime permanent, du glissement de fréquence qui résulte de la modification de distribution de la charge spatiale entraînée par des variations des tensions et du courant anodique (frequency pushing). La modulation de fréquence de l'énergie produite par le magnétron est de meilleure qualité que la modulation d'amplitude, à condition que la fréquence porteuse soit stabilisée par un moyen extérieur, mais l'absence de linéarité rend, néanmoins, difficile l'obtention de résultats de haute qualité.

En pratique, les phénomènes précédents sont d'ailleurs encore compliqués par les variations de la charge en fonction de la fréquence, variations introduites par les systèmes d'adaptation en particulier. Des « effets de longues lignes », tels que ceux que l'on trouve avec tous les générateurs à fréquence légèrement variable (avec le klystron reflex par exemple [38]) apportent de nouvelles causes de distorsion et de phénomènes transitoires supplémentaires dans les modulations en amplitude et en fréquence. Sans précautions spéciales, de tels phénomènes, essentiellement dus à ce que le magnétron est un auto-oscillateur à réaction fixe, sont même susceptibles de limiter la possibilité de modulation extérieure.

Pour vaincre les difficultés ainsi rencontrées, plusieurs conceptions particulièrement intéressantes ont récemment été proposées. L'une de ces conceptions visant la modulation en amplitude est celle du magnétron à injection. Ce tube [39] comporte, comme le schématise la figure 14, un bloc anodique

multicavités du type usuel dont la cathode est remplacée par une électrode non émissive (pour garder la distribution de champ H. F.) et un « canon magnétron » [1] qui injecte latéralement un courant électronique dans le corps du magnétron proprement dit. Cette injection se fait sous l'action du champ électrique longitudinal créé par les différences de potentiel continues appliquées aux différentes électrodes, combinée à celle du champ magnétique habituel. En contrôlant le potentiel de l'anode du canon, lequel constitue un magnétron auxiliaire fonctionnant aussi en régime de blocage, on peut

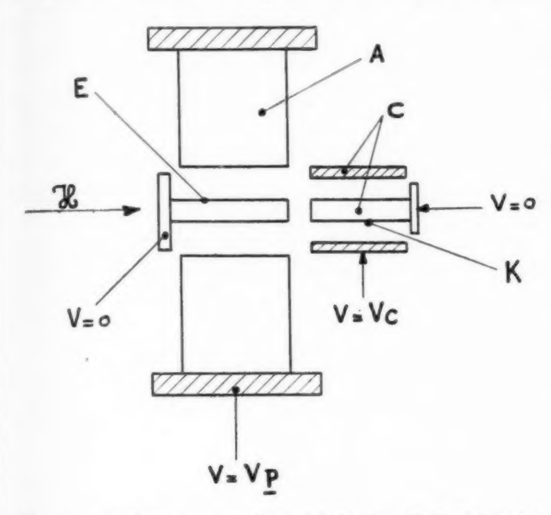


Fig. 14. — Schéma du magnétron à injection (Bell. Tel. Lab.)

A, anode du magnétron; B, électrode non émissive; C, canon « magnétron » (K, cathode entourant l'anode servant d'électrode de contrôle).

faire varier le courant du magnétron et par là moduler en amplitude la puissance H. F. Les essais rapportés jusqu'à maintenant ne concernent que des modèles de puissance relativement faible, mais il est sans doute possible d'appliquer ce procédé à des tubes puissants. A l'heure actuelle, nous ne savons pas encore si ce nouveau type de magnétron (qui a l'intérêt d'avoir une électrode de contrôle séparée) pourra être utilisé pour des communications de haute qualité, mais, de toutes façons, la surtension relativement élevée de ses organes oscillants rend peu probable qu'il puisse constituer un générateur ayant une bande passante très large.

Dans un autre perfectionnement, récemment mis en œuvre, pour moduler un magnétron de régime permanent, on fait varier la fréquence des oscillations produites au moyen de faisceaux électroniques auxiliaires traversant le champ H. F. de son organe résonnant (ou celui d'un organe résonnant qui lui est couplé). Ce procédé est basé sur le fait que, en injectant dans une cavité résonnante un faisceau dans lequel le nombre, la vitesse ou la distribution spatiale des électrons peut être changé [et, par suite de l'échange d'énergie entre ce faisceau et le champ H. F. [1]], on peut faire varier la fréquence de résonance (et la surtension) de la cavité. Applicable en principe à tous les tubes électroniques pour U. H. F. comportant des organes oscillants (parce que ceux-ci ont de petites dimensions géométriques), cet artifice est particulièrement indiqué pour la modulation de fréquence du magnétron à cause de la forme de ses électrodes et de la présence du champ magnétique qui permet de renforcer l'effet produit. Le mode d'application le plus simple est alors celui que schématise la figure 15. On y voit un faisceau électronique traversant la partie capacitive d'une cavité, parallèlement à l'axe du système. Ce faisceau plat émis par une cathode auxiliaire K est collecté par une anode auxiliaire A et contrôlé par une grille G. En général, plusieurs faisceaux de ce genre sont utilisés. De cette façon, les techniciens de R. C. A. [42] ont réalisé un magnétron ayant

[1] Un tel canon magnétron [40] a été décrit antérieurement par l'un des auteurs [19].

[1] Le faisceau électronique ne peut agir sur l'amplitude ou sur la fréquence de l'oscillation de la cavité que si, sous l'action du champ oscillant, apparaît dans le faisceau une composante U. H. F. et, comme l'analyse mathématique [41] le montre, la fréquence peut être modifiée soit par une variation de l'amplitude de cette composante, soit par un changement de sa phase vis-à-vis de l'amplitude du champ électrique de la cavité. Alors que dans un klystron reflex c'est la seconde de ces propriétés que l'on exploite pour obtenir l'accord électronique en modifiant la tension du réflecteur, c'est la première qui est utilisée dans un modulateur constitué par une cavité dans laquelle on injecte un faisceau non modulé (en U. H. F.), mais dont l'intensité peut être réglée par une grille auxiliaire (recevant le signal modulateur). Dans un tel faisceau en effet, la composante H. F. nécessaire à l'échange d'énergie déwattée qui conditionne le glissement de fréquence et qui naît automatiquement des effets de la durée finie du transit des électrons, est manifestement fonction du nombre des électrons injectés et de la longueur de l'espace qu'ils parcourent.

Quand le faisceau contient déjà une composante U. H. F. avant son entrée dans la cavité, l'effet peut être évidemment plus important, et c'est ce qui explique que la bande d'accord électronique du klystron reflex soit relativement grande, mais, quand on ne dispose que d'un faisceau non modulé, on peut augmenter la déviation de fréquence en profitant des effets de résonance dans un champ magnétique convenable (qui oblige les électrons à parcourir des distances relativement élevées durant un cycle d'oscillation); dans un magnétron on dispose tout naturellement d'un tel champ magnétique.

une déviation de fréquence de ± 3,5 Mc : s pour une fréquence centrale de 900 Mc : s environ et pouvant fournir environ 1 kW de puissance avec un rendement de l'ordre de 50 %. Les théories actuellement établies à propos de ce type de modulation [43] montrent que l'on peut obtenir de plus grands pourcentages de déviation de fréquence,

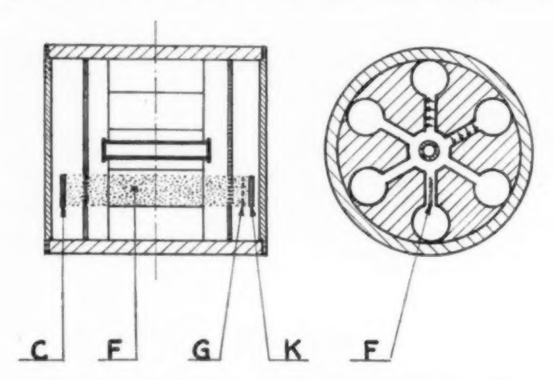


Fig. 15. — Schéma de magnétron à fréquence modulée par un faisceau auxiliaire d'intensité variable.

Le faisceau auxiliaire F issu de la cathode K et contrôlé par une grille G traverse la partie capacitive d'une des cavités du magnétron et est finalement capté par un collecteur C.

surtout si l'on consent à une réduction du rendement, mais elles font craindre aussi que des valeurs suffisantes pour la télévision à haute définition par modulation de fréquence ne puissent être obtenues dans les conditions de linéarité requises (¹).

Les tubes à propagation d'ondes.

Les dispositifs à décharge électronique auxquels on a donné le nom de « tubes à propagation d'ondes » sont certainement ceux qui, *a priori*, paraissent les mieux adaptés aux problèmes, comme celui de la télévision, où interviennent de très larges bandes de fréquences, puisque leur fonctionnement repose sur l'emploi de circuits non résonnants.

Actuellement, le type le plus connu de ce genre de tubes est l'amplificateur, né des idées de Kompfner [44], qui a été réalisé en premier lieu sous une forme technique par J. R. Pierce et L. M. Field [45]. Les premières expériences faites avec de tels amplificateurs ont mis en évidence leur grande largeur de bande et leur gain élevé; l'ordre de grandeur des valeurs que l'on peut obtenir est indiqué par les chiffres suivants, résultats de mesures faites sur un des modèles expérimentaux (*fig.* 16) construits au début de 1947 par les laboratoires C. S. F.

Tube C. S. F. T. X. 6.

Fréquence centrale.	Bande passante à 3 db.	Gain.	Puissance de sortie.	Rendement.
2 800 Mc : s.	500 Mc : s	28 db	100 mW	1 %

Ces chiffres, qui peuvent être améliorés notamment en ce qui concerne le gain (²), suggèrent immédiatement l'emploi de ce genre de tubes pour la préamplification à l'entrée des récepteurs U. H. F. équipant des appareillages de télévision ou de liaisons multiplex à très grand nombre de canaux, mais, malheureu-

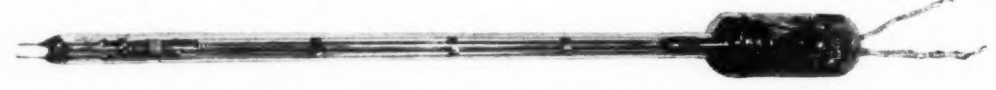


Fig. 16. — Modèle expérimental de tube à propagation d'ondes à circuit hélicoïdal.

(¹) Quand les dimensions géométriques des cavités deviennent très petites, comme c'est le cas pour les fréquences de l'ordre de 3 000 Mc : s, ou plus élevées, la disposition de la figure 15 est pratiquement difficile à réaliser et l'emploi d'une cavité extérieure couplée au bloc anodique et traversée par un faisceau auxiliaire dans une région de champ électronique très élevée est alors préférable.

(²) Alors qu'il est difficile d'augmenter la bande passante au delà de la valeur indiquée plus haut et que l'on doit même envisager de la réduire pour obtenir le débit H. F., en raison des difficultés d'adaptation des circuits extérieurs d'entrée et de sortie, plusieurs moyens permettent d'améliorer encore le gain. Outre ceux qui s'appuient sur une meilleure interaction entre le faisceau et le champ du circuit à retard et qui reposent sur un perfectionnement de celui-ci (hélice avec un conducteur central par exemple), on peut utiliser, à cet effet, et de différentes façons, une atténuation localisée séparant le circuit à retard en deux parties. Toute l'énergie électromagnétique qui se propage aussi bien dans le sens du flux électronique que dans le sens inverse étant absorbée par l'élément atténuateur, la première partie du circuit produit alors un faisceau modulé en vitesse et en densité qui excite par influence (comme dans un klystron à deux cavités), la seconde partie du circuit disposée derrière l'atténuateur et y développe (comme dans le t. p. o. ordinaire), trois ondes dont l'une est amplifiée par le faisceau. En reculant ainsi la limite d'accrochage des oscillations dues à la réflexion des ondes à la sortie, on peut atteindre un gain plus proche du gain théorique maximum que dans le tube ordinaire. Par exemple, suivant des calculs de Brossard et Bernier confirmés en ordre de grandeur par l'expérience, le fait d'introduire une atténuation localisée convenable permet de faire passer le gain, dans un tube fonctionnant à 3 000 Mc : s, de 35 db à 60 db.

sement, les mesures faites récemment sur des tubes analogues au tube C. S. F. T. X. 6 ont donné des facteurs de bruit très élevés, de l'ordre de 25 à 30 db [1]. Ce résultat inattendu fait actuellement l'objet d'études dont l'importance est liée à la possibilité de réaliser avantageusement la préamplification des signaux faibles occupant une large bande de fréquences. En particulier, des essais ont été entrepris au laboratoire C. S. F. sur la base de divers résultats expérimentaux tendant à prouver que certains bruits importants sont en liaison avec le phénomène de répartition du courant entre l'hélice et le collecteur et avec la présence d'ions positifs dans le faisceau [2].

Si, pour l'instant, du fait de leur bruit élevé, les tubes à propagation d'ondes ne peuvent donc être employés pour l'équipement des têtes H. F. des récepteurs, on peut les envisager comme tubes d'émission.

Sur la base de la conception originale de Kompfner-Pierce, le rendement paraît devoir pratiquement rester faible, de l'ordre de 15 % au maximum, malgré les résultats optimistes de certaines théories des grands signaux [3], mais il est possible d'accroître la puissance utile en augmentant l'intensité transportée par les faisceaux électroniques et les dissipations des électrodes. Par exemple, avec des faisceaux annulaires et des circuits massifs composés de disques métalliques comme le schématise la figure 17 (ou avec des guides diélectriques comme ligne à retard), on peut obtenir des puissances utiles de l'ordre de quelques dizaines de watts.

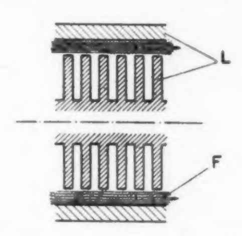


Fig. 17. — Schéma montrant la disposition du faisceau F et du circuit à retard L dans un T. P. O. linéaire pour puissance élevée.

Pour obtenir des puissances encore plus élevées comme celles qui sont nécessaires pour la diffusion des images en ondes ultra-courtes, il paraît obligatoire d'envisager des systèmes dont le rendement soit amélioré grâce à des principes nouveaux.

Comme Chu [50] vient de l'indiquer et comme Kleen et Lerbs l'avaient prévu antérieurement [51], l'un des perfectionnements en question peut consister à utiliser un circuit de sortie composé d'une cavité à faible surtension, mais une solution plus avantageuse semble être celle qui a été conçue au laboratoire C. S. F. et qui y est étudiée sous le nom de « tube à propagation d'ondes type magnétron » [52], [53].

Le fonctionnement de ce système, que schématisent pour les formes les plus immédiates les figures 18 et 19, repose, comme celui du type Kompfner-Pierce, sur l'échange cumulatif d'énergie H. F. entre un faisceau électronique produit par une cathode (K) et le champ d'un circuit à retard (H). Celui-ci peut être constitué comme l'indiquent les dessins par une hélice à section plate, courbée suivant une circonférence autour d'une électrode centrale (M). Un champ électrique constant est produit par une différence de potentiel continue appliquée entre cette électrode centrale et le circuit de retard et un champ magnétique également constant est créé, normalement au champ électrique, par un aimant permanent ou un électro-aimant comme dans un oscillateur magnétron ordinaire.

La cathode productrice d'électrons peut être incorporée dans l'électrode centrale (*fig.* 18), elle peut alors être composée de plusieurs sections. Elle peut également être placée entre la ligne de retard

(1) Des chiffres de cet ordre de grandeur ont été, en particulier, fournis par de nombreux expérimentateurs lors de la discussion des rapports de l' « Electron Tube Conference » organisée par l'I. R. E. à la Syracuse University en juin 1947 (notamment par J. A. Morton et M. E. Hines des « Bell Tel. Laboratories » pour des tubes fonctionnant aux environs de 4 000 Mc : s).

(2) Les ions positifs emprisonnés dans le faisceau sous l'action du minimum de potentiel créé par la charge d'espace négative peuvent, par leur présence et leur mouvement, conduire à des fluctuations et à des modulations parasites constituant des sources de bruit. Cette hypothèse, conforme aux prévisions théoriques de Pierce [46] peut expliquer certains des résultats de l'analyse spectrale du bruit faite par Hines et Cutler [47] suivant lesquels certaines bandes latérales de bruit sont influencées fortement par la pression même quand celle-ci est aussi basse que 10^{-6}-10^{-7} mm Hg.

Il sera rendu compte ultérieurement des résultats des essais effectués consécutivement aux conclusions que l'on peut tirer de ces remarques et aussi de celles de certaines théories récentes du *shot effect* dans les t. p. o., théories suivant lesquelles une réduction appréciable du facteur de bruit devrait être obtenue sans trop abaisser le gain, en utilisant les effets de charge d'espace et en employant des courants d'intensité très faible (100 p A, par exemple).

(3) L'analyse récemment présentée par Nordsieck [48] laisse prévoir des valeurs de l'ordre de 40 à 50 %; un tel résultat pourrait être aussi déduit de la théorie de Dœhler et Kleen [49], mais la discussion des conditions à remplir montre que, sur les bases habituelles, les intensités de courant élevées dont il faudrait disposer sont pratiquement impossibles à réaliser avec les faibles tensions requises par ailleurs.

et l'électrode centrale du côté de l'entrée de l'onde incidente (*fig.* 19). Dans les deux cas, un système d'électrodes collectrices et d'écrans électromagnétiques empêchent les électrons et l'onde amplifiée de revenir dans la région d'entrée. Les électrons sont captés soit par les électrodes collectrices, soit par les éléments solides du circuit de retard qui se conduisent alors comme ceux d'une anode de magnétron ordinaire. Dans un tel système, les électrons se meuvent toujours avec une vitesse approximativement égale à la vitesse de propagation de l'onde mais, quand ils lui cèdent de l'énergie, ils s'approchent de la surface du circuit à retard; automatiquement, ils passent alors à un niveau de potentiel statique plus élevé et, par suite, c'est donc l'énergie potentielle des électrons dans le champ électrique radial constant qui est transformée en énergie électromagnétique H. F. Dans le cas idéal, les électrons peuvent céder la totalité de cette énergie si bien qu'ils arrivent sur l'anode avec une vitesse nulle; cela correspond à un rendement de conversion de 100 % (valeur qui a été effectivement approchée dans les magnétrons auto-oscillateurs puisque des valeurs de 80 à 90 % ont été mesurées). En fait, les atténuations importantes qui doivent être introduites dans les circuits de ces tubes à propagation d'ondes du type magnétron pour qu'on puisse obtenir un gain appréciable contribuent à abaisser le rendement pratique à des valeurs nettement plus basses mais qui, théoriquement, doivent rester de l'ordre de 35 à 40 % pour des modèles de tubes puissants et à bande relativement large. Bien entendu, on peut remplacer l'hélice par d'autres systèmes à retard ayant de meilleures possibilités de dissipation, permettant ainsi, par l'emploi de faisceaux électroniques de grande intensité, d'obtenir des puissances utiles élevées; on peut, en particulier, utiliser des vannes ou des chicanes fixées sur une armature massive, plane ou cylindrique, analogue à celle que l'on rencontre dans certains accélérateurs linéaires ou dans certains oscillateurs magnétrons.

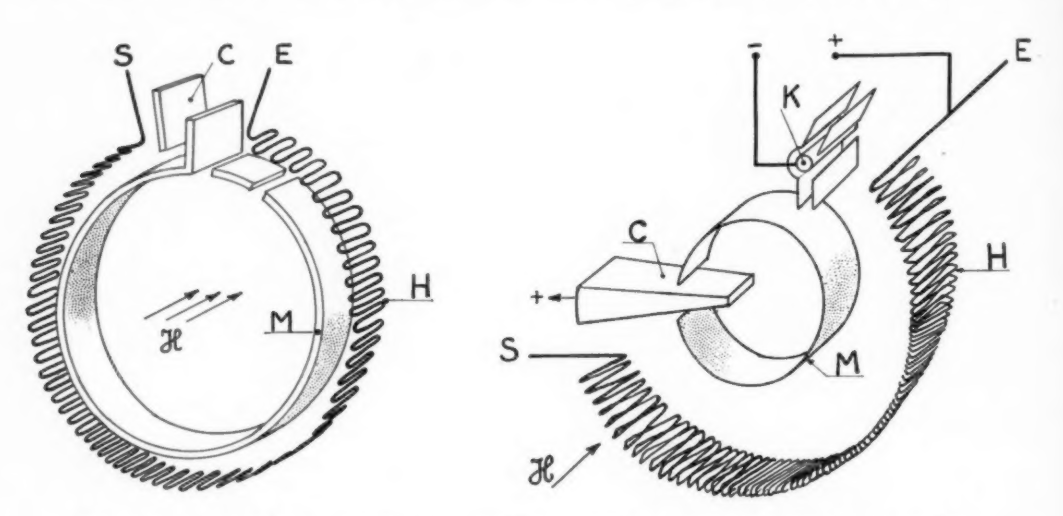


Fig. 18 et 19. — Schémas de principe des amplificateurs C.S.F. à propagation d'onde type magnétron à structure cylindrique utilisant une hélice plate comme circuit à retard.

Bien que la validité du principe de fonctionnement n'ait été encore vérifiée expérimentalement, sur des modèles du genre de ceux que représentent les figures 20 et 21, qu'avec des valeurs beaucoup plus modestes, il apparaît actuellement que l'on doit pouvoir obtenir ainsi sur des longueurs d'ondes de l'ordre de 25 cm, des puissances utiles d'une centaine de watts avec des bandes passantes de 100 Mc : s (hélice plate) et de l'ordre du kilowatt à 50 Mc : s (circuit à vannes), les gains correspondant étant respectivement de l'ordre de 15 à 10 db.

Les tubes à propagation d'ondes peuvent aussi être utilisés comme oscillateurs à grande bande d'accord électronique [54] et cette aptitude (qui a été observée au laboratoire C. S. F. par L. Bruck et qui, par ailleurs, est déjà expérimentée aux U.S.A.) semble pouvoir être exploitée dans un avenir prochain pour les besoins des liaisons multiplex et de la télévision. On sait depuis le début des essais

avec les amplificateurs à ondes progressives que, du fait de la réflexion de 'onde amplifiée à l'extrémité du système à retard, de tels tubes peuvent entrer en oscillation sur une fréquence qui dépend de la géométrie des tubes et de la tension d'accélération des électrons, mais l'expérience a montré aussi que, sans précaution spéciale, cette propriété

Fig. 20. — Système d'électrodes d'un modèle de tube à propagation d'ondes type magnétron.

n'est pas pratiquement exploitable parce que la fréquence produite n'est pas absolument définie et qu'elle « saute » brusquement quand la tension appliquée varie même dans un petit domaine (*fig.* 22). Par contre, avec un agencement convenable, comprenant en particulier un circuit de réaction extérieur à très faible atténuation, on peut obtenir, comme le laissent prévoir les caractéristiques calculées de la figure 23, des fonctionnements stables dont la fréquence peut être modifiée (suivant une loi sensiblement linéaire) dans un domaine important (1).

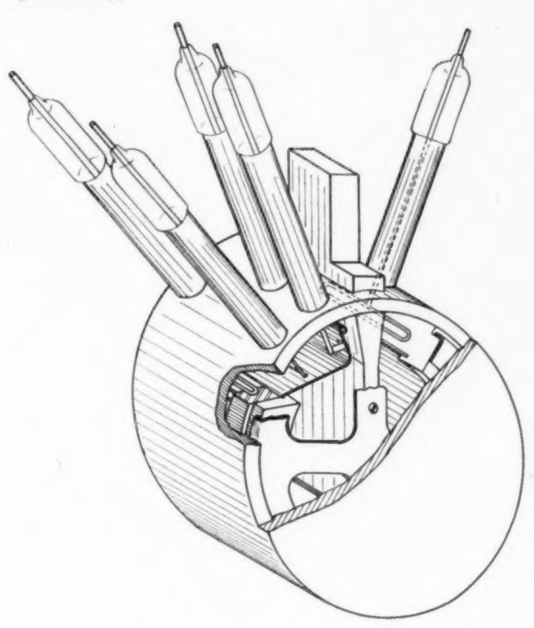


Fig. 21. — Schéma de réalisation d'un tube à propagation d'ondes type magnétron pour puissances moyennes.

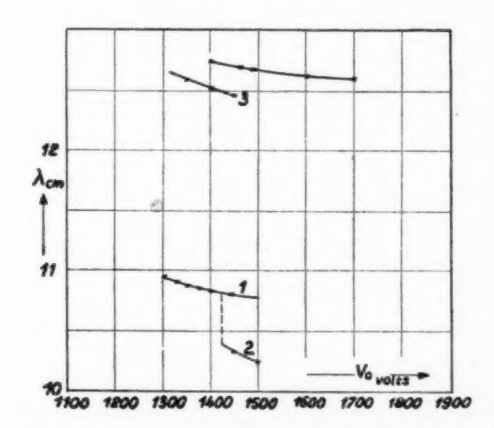


Fig. 22. — Variations typiques de fréquence avec les tensions pour un amplificateur à propagation d'ondes ordinaires utilisé comme auto-oscillateur.

---

(1) Ce type de tube présente, par ailleurs, l'intérêt de conduire, sur des fréquences très élevées (40 000 Mc : s par exemple), à des puissances relativement importantes (100 mW), qu'il semble difficile d'obtenir actuellement par un autre procédé. Divers modèles de ces tubes sont en cours d'études aux laboratoires C. S. F. et seront décrits ultérieurement.

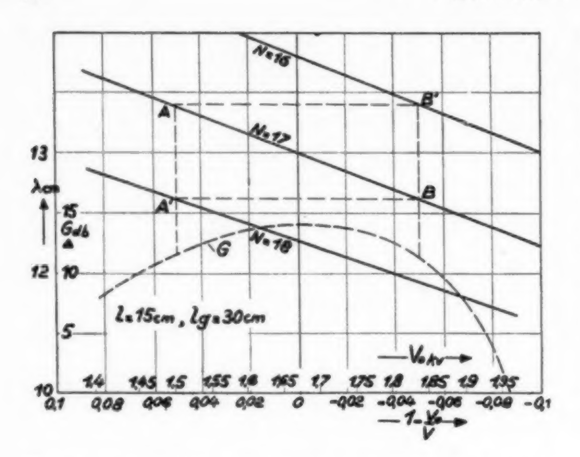


Fig. 23. — Variation de fréquence en fonction de la tension d'accélération pour un tube à propagation d'ondes conçu spécialement comme auto-oscillateur à large bande d'accord électronique.

Tubes pour la modulation extérieure à large bande.

Devant les difficultés rencontrées dans la réalisation des amplificateurs puissants ayant une très large bande passante, on a immédiatement pensé à moduler l'énergie H. F. après qu'elle a été amenée au niveau désiré, c'est-à-dire à faire une modulation extérieure. On peut envisager de réaliser cette modulation en absorbant, dans un système spécial, une fraction de l'énergie émise, fraction contrôlée par l'amplitude du signal modulant. Dans un tel système, les variations de l'impédance de la charge auxiliaire produisent alors des variations correspondantes dans l'absorption de puissance et la puissance débitée à l'aérien est la différence entre la puissance émise par le générateur et celle qui est absorbée par cette charge auxiliaire. Le procédé de modulation dit « procédé Parker » [55], déjà utilisé pour la télévision à haute définition sur ondes métriques appartient à cette catégorie. Pour les ondes décimétriques, des procédés du même genre ont déjà été proposés, mais il ne semble pas qu'ils puissent donner de très bonnes qualités de modulation; d'autre part, la réalisation des tubes d'absorption pose des problèmes au moins aussi difficiles à résoudre que pour les tubes émetteurs eux-mêmes.

Une autre méthode, qui, *a priori*, semble proche de la précédente, bien qu'en fait elle en diffère essentiellement, consiste à intercaler entre le tube émetteur de H. F. non modulé et l'organe de radiation un système de transmission susceptible de *réfléchir* l'énergie émise d'une manière qui suive l'amplitude du signal. Alors que pour le système de modulation par absorption les variations de la puissance consommée dans la charge auxiliaire sont accompagnées par des variations inverses dans la puissance rayonnée, avec le système à modulation par réflexion, l'énergie émise est transmise vers la charge d'utilisation ou réfléchie vers le tube émetteur dans une proportion qui dépend de la valeur instantanée du signal modulateur. Ce que l'on entend, du point de vue physique, par réflexion d'énergie, peut être représenté du point de vue électrique par une variation d'impédance, si bien que les systèmes de modulation par réflexion d'énergie seront réalisés en insérant, dans l'organe de transmission (*fig.* 24), une réactance variant avec le signal de modulation.

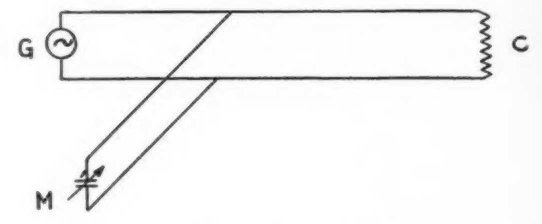


Fig. 24. — Principe de la modulation par réflexion.

Le générateur G qui débite dans une charge C est modulé par la réflexion introduite dans la ligne de transmission par l'organe modulateur M.

Une telle impédance variable « ramène » en fonction des transformations utilisées, une charge variable sur le générateur et celui-ci travaille alors avec un rendement également variable; physiquement, la modulation se traduit donc par une variation du rendement.

Dans le cas général, une telle modulation est évidemment mixte en amplitude et en fréquence, mais, si par une contrainte extérieure — stabilisation par un étage pilote à haute surtension par exemple — les variations de fréquence peuvent être éliminées, on obtient une modulation d'amplitude pure.

Les tubes utilisables comme modulateurs doivent présenter, pour la haute fréquence, une impédance que l'on puisse faire varier à la cadence et suivant l'amplitude de la modulation; leur principe de fonctionnement est ainsi en rapport étroit avec les considérations développées plus haut à propos des magnétrons à modulation de fréquence. Le plus simple d'entre eux est sans doute celui que représente la figure 25 et qui, par construction, ressemble à un klystron reflex, à cette différence près que le miroir négatif est remplacé par un collecteur positif.

Dans ce système [56], un faisceau électronique, de vitesse constante mais d'intensité variable avec le potentiel d'une grille de commande, réagit avec le champ H. F. qui existe entre des grilles incorporées dans une cavité accordée sur la fréquence de l'onde à moduler et qui provient de l'énergie dérivée de l'émetteur; quand on modifie l'intensité du courant en appliquant le signal modulateur sur la grille de commande, il en résulte une variation de la capacité effective du résonateur et, par suite, de l'impédance de la cavité vue de sa boucle d'excitation. En choisissant convenablement cet élément

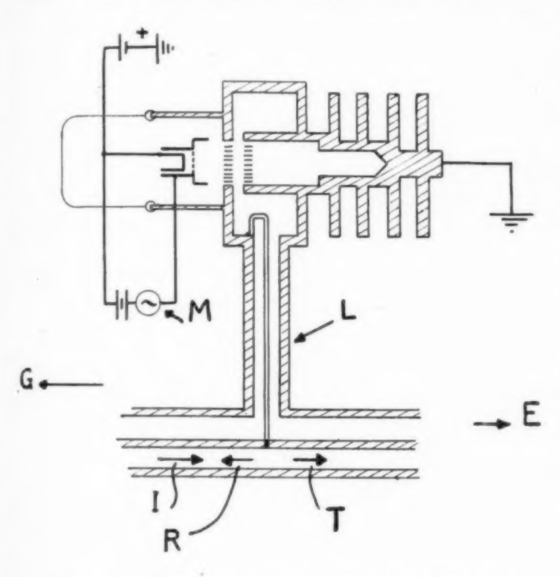


Fig. 25. — Système de modulation « par réflexion ».

et la longueur de la ligne réunissant le tube modulateur à la ligne de transmission, on peut, à l'entrée de celle-ci, trouver une impédance nulle pour une certaine valeur du courant dans le modulateur ou une impédance très élevée pour une autre valeur du courant. Cela signifie qu'au niveau du raccordement, l'énergie fournie par l'émetteur est entièrement réfléchie dans le premier cas, tandis que dans le deuxième cas elle est transmise comme si le tube modulateur n'existait pas. Un tel système est efficace, mais son fonctionnement est accompagné d'une consommation importante d'énergie empruntée à la source continue servant à accélérer les électrons dans le modulateur parce que ces électrons sont collectés par une électrode à haut potentiel positif. On rencontre cet inconvénient dans la plupart des tubes à accord électronique, à glissement de fréquence ou à réactance variable, mais il n'existe pas dans le magnétron modulateur que Gutton et Ortusi ont proposé d'utiliser en combinaison à un tronçon de guide de transmission [57]. En dehors du fait qu'un guide d'ondes n'a pas pratiquement de sélectivité en lui-même dans un grand domaine (si ses dimensions sont bien choisies), le principal avantage de ce dispositif vient de ce que le magnétron peut fonctionner en régime de blocage, l'effet de commande résultant alors d'une modification de la distribution de charge spatiale (variation de capacité) et non d'une variation du courant d'un faisceau finalement recueilli par une électrode positive. Par suite, on peut moduler une grande puissance H. F. sans dépense d'énergie continue appréciable dans le modulateur. Des résultats et des détails étant donnés simultanément, par ailleurs, au sujet de ce système par leurs inventeurs, les auteurs se borneront ici à faire remarquer que pour être efficaces et, en particulier, pour permettre une modulation d'amplitude de haute qualité, les tubes magnétrons de Gutton et Ortusi sont conçus sur des bases particulières. Indépendamment des conditions à remplir pour réduire les distorsions non linéaires à une valeur acceptable, la conception des magnétrons modulateurs doit, en effet, tenir compte de ce que, dans l'espace cathode-anode, les électrons empruntent de l'énergie H. F. au champ produit par l'émetteur et que cette énergie réapparaît sur la cathode par un bombardement en retour. Ce phénomène introduit une limitation de la puissance H. F. contrôlable par un magnétron modulateur donné, mais les tubes spéciaux dont on dispose maintenant ont des possibilités qui dépassent la plupart des besoins présents. De tels tubes ont déjà été utilisés avec succès pour les besoins de la télévision à haute définition.

Conclusions.

Les informations précédentes montrent que les résultats acquis dans le domaine des tubes électroniques et les conceptions qui font prévoir de nouveaux perfectionnements, permettent de faire face aux besoins de la télévision, aussi courtes que soient les ondes nécessaires pour permettre la transmission des larges bandes de fréquences imposées par de très hautes définitions.

Les problèmes les plus difficiles à résoudre sont évidemment ceux qui concernent la diffusion des images : pour l'avenir, on peut espérer que des tubes reposant sur le concept d'ondes progressives

en fourniront une solution rationnelle aussi bien à l'émission qu'à la réception, mais, en attendant ces solutions nouvelles les réalisations déjà faites montrent que les difficultés que pouvait faire prévoir la transmission en U. H. F. n'existent pas ou peuvent être surmontées au prix d'adaptations de détail réalisables dans un délai assez court.

Actuellement, on peut employer des ondes décimétriques aussi courtes que 20 ou 30 cm pour la diffusion; à l'émission, le klystron amplificateur peut fournir la puissance H. F. nécessaire avec un rendement acceptable, le klystron multiplicateur peut donner la stabilité de fréquence requise et le magnétron modulateur la largeur de bande demandée. A la réception, l'amplification distribuée résolvant le problème de la large bande et du gain élevé des étages M. F. et les cristaux ceux du mélange et de la détection, les triodes à disques scellés ou, mieux encore, les klystrons reflex, sont susceptibles de constituer les oscillateurs locaux dont on a besoin.

Pour l'équipement des câbles hertziens de relais, de reportage ou pour toute autre liaison entre points fixes (distribution dans une salle de spectacle par exemple) les tubes H. F. nécessaires existent ou peuvent être aisément mis au point sous forme d'amplificateurs ou auto-oscillateurs à modulation de vitesse.

Sans doute, sur la base de l'exposé précédent, qui a été rédigé de manière à passer en revue toutes les ressources auxquelles on pourrait faire appel, certaines des conceptions proposées paraîtront-elles compliquées : il est vraisemblable qu'une mise en œuvre ferait disparaître cette apparence qui est le fait de bien des solutions nouvelles où la pratique amène de substantielles simplifications. Quelques-unes des indications données sembleront peut-être aussi plus en rapport avec des anticipations qu'avec des faits acquis; elles n'ont été rapportées que dans la mesure où, à la connaissance des auteurs, elles offrent des chances raisonnables de réalisation et où elles peuvent stimuler des développements nouveaux.

En offrant des moyens qui permettent l'utilisation des U. H. F. pour la transmission des signaux de télévision, elles indiquent une voie ayant l'important avantage de ne pas comporter en elle-même, au sujet des bandes de fréquences utilisables pour la modulation, de limitations aussi graves et gênantes que celles qui pourraient venir de l'emploi des ondes métriques. Par principe, les solutions indiquées laisseraient donc, de ce côté, le champ libre aux progrès futurs et permettraient la pleine exploitation des développements effectués par nos spécialistes dans le domaine de la haute définition, développements dont la valeur remarquable est reconnue du monde entier.

BIBLIOGRAPHIE.

1. W. W. Salisbury, *The Resnatron* (*Electronics*, février 1946).
2. R. Warnecke, *Sur quelques réalisations modernes et sur quelques conceptions récentes de tubes électroniques pour la réception et l'émission des ondes électromagnétiques ultra-courtes* (*Bull. Soc. franç. des Électr.*, février 1947).
3. W. C. Dow, *Transit time effects in ultra-high frequency classe C operation* (*P. I. R. E.*, janvier 1947).
4. W. G. Wagener, 500 Mc : s *transmitting Tetrode design consideration* (*P. I. R. E.*, mai 1948).
5. S. Frankel, I. I. Glauber et I. P. Wallenstein, *A medium power triode for* 600 *Mc* (*P. I. R. E.*, décembre 1946).
6. S. Bell, M. R. Gavin, E. G. James, G. W. Warren, *Triodes for very short waves* (*J. I. E. E.*, mars-mai 1946).
7. R. Suart, *Lampes et circuits pour ondes ultra-courtes* (*La Radio française*, février 1948).
8. W. M. Breazeale et M. Waltz, *Performance of the* G. L. 446 *Lighthouse tube as an R. F. Amplifier in the* 10-20 *cm region* (*Radiation Laboratory, Report* n° 291, octobre 1942).
9. P. M. Garratt, *Lighthouse tubes as R. F. amplifiers in the* 10 *cm Range* (*General Electric Data Folder* 46 231).
10. P. M. Garratt, *Performance characteristics of* G. L. 446 *amplifiers* (*General Electric Data Folder* 46 240).

11. H. V. NEHER, *A preliminary Report of the Radiation Laboratory on S band amplifier* (*Radiation Laboratory Report* n° 306, juillet 1943).

12. H. V. NEHER, *Some Notes on Space charge limited oscillators and amplifiers at microwawe frequencies* (*Radiation Laboratory Report* n° 822, novembre 1945).

13. E. L. GINZTON, W. R. GEWLETT, J. H. JASBERG et J. D. NOE, *Distributed Amplification* (*Report à la « NationalI. R. E. Convention »*, New-York, mars 1948).

14. W. W. PERCIVAL, British Patent Specification n° 460.562 du 24 juillet 1936.

15. R. WARNECKE, *Aspect physique des principales limites au fonctionnement des tubes électroniques conventionnels en ultra-haute fréquence* (*R. G. E.*, avril 1941).

16. J. BERNIER, *Essai de théorie du tube à propagation d'ondes* (*Annales de Radioélectricité*, janvier 1947).

17. P. GUÉNARD, *Limitations pratiques de la puissance et du rendement des klystrons à deux cavités* (*Annales de Radioélectricité*, janvier 1947 et *Onde Électrique*, mars 1947).

18. R. WARNECKE, *Sur quelques modèles typiques de tubes à modulation de vitesse* (*Annales de Radioélectricité*, avril 1948 et *Onde Électrique*, mai-juin et juillet 1948).

19. R. WARNECKE, *Contribution à la physique et à la technique des tubes à modulation de vitesse d'émission* (*Annales de Radioélectricité*, juillet 1945 et *Onde Électrique*, septembre et octobre 1945).

20. P. GUÉNARD, R. WARNECKE et Colette FAUVE, *Sur le rendement des tubes à modulation de vitesse à plusieurs cavités* (*Annales de Radioélectricité*, octobre 1948).

21. Demande de brevet français, au nom de la Compagnie générale de Télégraphie sans Fil, numéro provisoire 459.163.

22. A. G. CLAVIER et V. ALTOVSKY, *L'emploi simultané des ondes centimétriques et de la modulation de fréquence* (*Bull. Soc. franç. des Électriciens*, mars 1944).

23. TOURATON, ZWOBADA et DUMOUSSEAU, *Tubes amplificateurs en ondes décimétriques permettant l'amplification de signaux occupant une très large bande de fréquence* (*Onde Électrique*, octobre 1947).

24. M. J. O. STRUTT et A. VAN DER ZIEL, *Application of velocity-modulation tube for Reception at U. H. F. and S. H. F.* (*P. I. R. E.*, janvier 1948).

25. A. E. HARRISON, *Microwave frequency stability* (*Proc. of the National Electronic Conference Chicago*, octobre 1946).

26. J. DENIS et B. EPSZTEIN, *Quelques problèmes de la mesure des fréquences dans le domaine des micro-ondes* (1 500-40 000 Mc : s) (*Bull. Soc. franç. des Électr.*) (sous presse).

27. Demande de brevet français C. S. F., numéro provisoire 515.228 du 15 mai 1946.

28 W. D. HESSBLEGER et L. E. NORTON, *Frequency stabilization with microwave spectral lines* (*R. C. A. Review*, mars 1948).

29. M. KUHNER et A. M. GRATZMULLER, *Contribution à l'étude des oscillateurs à modulation de vitesse à réflexion* (*Onde Électrique*, janvier 1946).

30. J. W. KEARNEY, *Design of wide range coaxial cavity oscillators using reflex klystron tubes in the 1 000 to 11 000 Mc frequency range* (*Proc. of the National Electronic Conference Chicago*, octobre 1946).

31. R. WARNECKE, *Nouveaux tubes électroniques pour ultra-hautes fréquences* (*R. G. E.*, juin 1941).

32. J. B. H. KUPER et M. C. WALTZ, *Measurements on noise from reflex oscillators* (*Radiation Laboratory Report* n° 872, décembre 1946).

33. J. R. PIERCE, *Noise calculations for reflex oscillators* (*Bell Telephone Laboratory Report* M. M. 44-140-4, janvier 1944).

34. J. K. KNIPP, *Theory of noise for the reflex oscillators* (*Radiation Laboratory Report* n° 873, janvier 1946).

35. R. B. NELSON, R. V. LANGMUIR et J. P. BLEWETT, *The Z. P. 595 magnetron* (*General Electric Report* 9.317, février 1944).

36. G. HOK, H. W. WELCH et W. G. DOW, *Description, characteristics and operation of typical cavity magnetrons* (*Very high frequency techniques*, Mc Graw Hill).

37. A. G. SMITH, *Typical magnetrons* (*Microwave magnetrons*, Mc Graw Hill, 1948).

38. J. R. PIERCE et W. G. SHEPHERD, *Reflex oscillators* (*Bell Syst. Technical Journal*, juillet 1947).

39. A. M. GLOSTON, (*Rapport à l' « Electron tube Conference » Syracuse University*, New-York, juin 1947).

40. Demande de brevet français au nom de la Compagnie générale de Télégraphie sans Fil, numéro provisoire 481.254 du 12 juillet 1943.

41. A. BANOS jr et D. S. SAXON, *An electronic modulator for CW magnetron* (*Radiation Laboratory Report* n° 748, juin 1945).

42. J. S. DONALD jr, R. R. BUSH, C. L. CUCCIA et H. R. HEYBAR, *A 1 kW frequency-modulated magnetron for 900 Mc* (*P. I. R. E.*, juillet 1947).

43. D. S. SAXON, *General theory of electronic beam modulator* (*Radiation Laboratory Report* n° 758, mars 1946).

44. R. KOMPFNER, *The Travelling wave tube* (*Wireless World*, novembre 1946) et *The Travelling wave tube as amplifier at microwaves* (*P.I.R.E.*, février 1947).

45. J. R. Pierce et L. M. Field, *Travelling-wave tubes* (*P. I. R. E.*, février 1947).

46. J. R. Pierce, *Possible fluctuations in streams due to ions* (*J. A. P.*, mars 1948).

47. H. E. Hines et C. C. Cutler, (*Rapport à l' « Electron tube Conference »* (*Syracuse University*, juin 1947).

48. A. Nordsieck, (*Rapport à l' « Electron tube Conference » Syracuse University*, New-York, juin 1947).

49. O. Dœhler et W. Kleen, *Phénomènes non linéaires dans les tubes à propagation d'ondes* (*Annales de Radioélectricité*, janvier 1948).

50. L. J. Chu, *Field theory of travelling wave tubes* (*P. I. R. E.*, juillet 1948).

51. Demande de brevet français au nom de la Compagnie générale de Télégraphie sans Fil, numéro provisoire 533.328, du 21 juillet 1947.

52. Demandes de brevets français au nom de la Compagnie générale de Télégraphie sans Fil, numéros provisoires : 528.014 (du 9 janvier 1947), 536.160 (du 13 juin 1947), 539.383 (du 1er août 1947), 539.384 (du 1er août 1947), 543.423 (du 20 octobre 1947), 544.757 (du 18 novembre 1947), 545.080 (du 25 novembre 1947), 556.433 (du 12 juin 1948), 558.368 (du 20 juillet 1948).

53. J. Brossard et O. Dœhler, *Tubes à propagation d'ondes type magnétron* (*Annales de Radioélectricité*, octobre 1948).

54. W. Kleen, J. Palluel et O. Dœhler, *Les tubes à propagation d'ondes comme oscillateurs à large bande d'accord électronique* (publication sous presse).

55. W. N. Parker, *A unique method of modulation for high-fidelity television transmitter* (*P. I. R. E.*, août 1946).

56. U. S. A. Patent n° 2.439.387, au nom de « The Sperry Corporation » (28 novembre 1941).

57. H. Gutton et J. Ortusi, *Modulation sur guide aes ondes centimétriques* (*Onde Électrique*, août-septembre 1947).

LE POLI OPTIQUE, ÉLÉMENT DE LA CONSTRUCTION DES TUBES A VIDE (¹)

PAR A. DANZIN,

Ancien Élève de l'École Polytechnique, Chef du laboratoire Verrerie Céramique au Département de Recherches physicochimiques et d'Optique électronique de la Compagnie générale de T. S. F.,

ET E. DESPOIS,

Ingénieur du Centre de Recherches techniques de la Compagnie générale de T. S. F.

SOMMAIRE. — *La fermeture des tubes électroniques est une opération de scellement verre-verre ou verre-métal, effectuée en général à haute température et en présence de montages électroniques délicats. La composition chimique de ces éléments risque donc d'être altérée au cours de l'opération.*

Le présent article décrit une méthode de fermeture basée sur les propriétés du contact de deux surfaces polies optiquement assurant un scellement étanche par réaction en phase solide à des températures où le verre est encore indéformable.

Le mécanisme de cette réaction est esquissé; les expériences de laboratoire sont décrites.

Il est possible de réaliser une fermeture démontable en opérant l'assemblage par simple contact, doublé, le cas échéant, par un joint convenable.

Quelques exemples de réalisation sont indiqués.

Introduction.

Un tube à vide se compose essentiellement d'un montage enfermé dans une enveloppe, généralement constituée en majeure partie, par un isolant verre ou céramique. Des traversées métalliques établissent la communication des électrodes avec l'extérieur. L'ensemble des problèmes que pose la construction de cette enveloppe est connu [1] : on sait que l'une des difficultés majeures réside dans la *fermeture*, opération qui consiste à refermer sur l'édifice des électrodes la boîte formée par l'ampoule et le pied.

La fermeture est suivie d'un *pompage* établissant le vide et d'un étuvage sous une température aussi élevée que possible (de l'ordre de 300 à 500° C) afin d'éliminer les dernières traces de gaz. Cet étuvage peut être complété par un traitement spécial des électrodes, à haute température. Par suite de l'encombrement du montage, le joint de fermeture porte sur une large section de l'enveloppe; par ailleurs, la fermeture doit s'opérer en présence de pièces facilement oxydables dont la préservation conditionne le fonctionnement électronique du tube à vide.

Enfin, l'étanchéité du scellement doit permettre de conserver un vide de l'ordre de 10^{-6} mm de mercure pendant l'étuvage et le fonctionnement.

Deux faits sont remarquables :

— la température de l'étuvage est largement supérieure à celle de fonctionnement;

— pendant l'étuvage, la lampe est placée sur un bâti de pompage et une fuite très légère peut être intégralement résorbée par une vitesse d'évacuation suffisante.

L'assemblage de deux surfaces polies optiquement permet de résoudre, d'une manière originale et singulièrement avantageuse, le difficile problème de la fermeture.

Avant d'examiner les modes d'application, il importe de bien connaître certaines propriétés essentielles des verres minéraux et du contact optique. Ces propriétés peuvent être illustrées par une série d'expériences fondamentales.

(¹) Brevets déposés en France et à l'Étranger.

Expériences fondamentales.

1. Variation de la viscosité du verre avec la température aux environs du domaine de transformation. — Les verres minéraux, comme bien d'autres systèmes chimiques à *l'état vitreux*, deviennent liquides par une variation continue de la viscosité sans qu'apparaisse, au cours de l'échauffement de discontinuité franche d'une de leurs propriétés physiques. Cependant, dans un certain intervalle de température, vers 500° C pour les verres classiques, la courbe représentative de la variation d'une constante physique quelconque en fonction de la température présente un rapide changement d'allure qui définit, à frontières assez floues, le « domaine de transformation ». La figure 1 montre l'aspect du phénomène dans le cas bien connu de la dilatation.

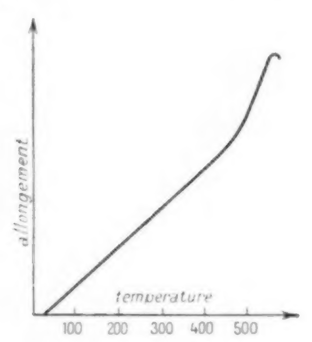


Fig. 1. — Allure de la courbe de dilatation.

Lorsque la température croît, la viscosité conserve, malgré des variations exponentielles considérables, une valeur *pratiquement* infinie jusqu'au domaine de transformation. Elle devient ensuite assez faible pour permettre un relâchement rapide des tensions internes (c'est la recuisson) puis, à température encore plus élevée, détermine la déformation des pièces sous des efforts même réduits. Pour le constructeur de lampes, l'effort mécanique étalon est la pression atmosphérique.

La première expérience fondamentale consiste à montrer qu'il existe, pour chaque verre, un intervalle d'environ 20° C dans lequel il est possible de relâcher les tensions internes d'une pièce vidée de gaz, soumise extérieurement à la pression atmosphérique *sans déformation géométrique apparente*. Cet intervalle de température se situe à — 5° C et + 15° C du point de relâchement des tensions P_r, défini par la courbe dilatométrique différentielle (*fig.* 2). [2] A ces températures, on se trouve déjà fortement engagé dans le domaine de transformation. L'élimination des tensions, que nous appellerons dans ces conditions « recuit sous vide » est plus ou moins rapide selon la température adoptée. La durée est de 20 mn environ, pour la température moyenne P_r, mais, au bout de quelques dizaines de secondes, les efforts les plus dangereux sont déjà très atténués.

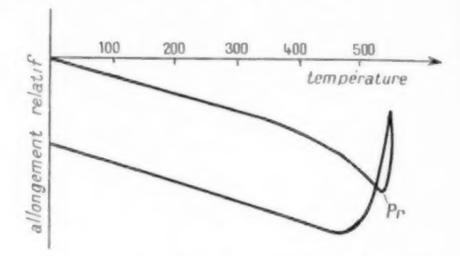


Fig. 2. — Courbe de dilatation différentielle d'un verre soudable au molybdène par rapport à ce métal.

Les essais ont été conduits sur des ampoules d'oscillographe défectueuses de forme particulièrement défavorable, représentées figure 3. Initialement fortement trempée, la pièce subissait sous le vide le cycle thermique d'essai, puis était examinée au polarimètre après refroidissement et rentrée d'air.

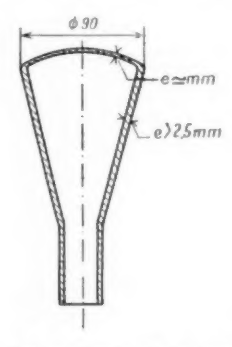


Fig. 3. — Ballon d'essai d'oscillographe utilisé dans la mise au point du recuit sous vide.

Nous désignerons par θ_b et θ_h les bornes de l'intervalle de recuit sous vide. On a approximativement

$$\theta_b = P_r - 5°C.$$
$$\theta_h = P_r + 15°C.$$

On peut encore faire l'observation suivante :

Si l'on maintient une pièce de verre vidée de gaz, d'épaisseur supérieure à 1 mm, à une température un peu inférieure à θ_b, il est possible de surchauffer localement et pendant un court moment la surface externe du verre, largement au-dessus de la tempé-

rature θ_h, sans entraîner de déformation appréciable. C'est *une variante de la première expérience fondamentale*. Ce résultat provient de la faible conductibilité thermique du verre. Durées et température sont fonctions de la composition chimique et de la forme des pièces.

2. Phénomènes physicochimiques a la surface du verre au voisinage du domaine de transformation. — La surface d'un solide ou d'un liquide marque une rupture de continuité des arrangements atomiques. Alors qu'à l'intérieur du milieu supposé homogène les forces d'interaction ioniques ont une symétrie de distribution déterminée par la nature physicochimique du milieu, cette symétrie cesse brusquement au voisinage de la surface. Les valences des différents atomes superficiels sont alors complétées, soit grâce à des arrangements anormaux d'atomes provenant des éléments du corps considéré lui-même, soit par captation d'ions appartenant au milieu extérieur.

Par exemple, on sait qu'une solution aqueuse de savon présente une concentration superficielle anormalement élevée. Dans le cas des métaux, les valences externes sont généralement complétées par fixation d'ions oxygène, prélevés sur l'atmosphère.

Il arrive exceptionnellement que le corps présente des combinaisons atomiques nettement différenciées en molécules terminées par des radicaux inertes, parce que saturés. Ces radicaux apparaissent alors à la surface. C'est le cas du radical CH_3 des molécules à chaînes longues de la chimie organique.

On comprend que, lorsque deux milieux de même nature sont mis en contact, la continuité des arrangements atomiques tende à se rétablir et que les deux milieux se fondent l'un dans l'autre, sous la seule condition que les combinaisons superficielles anormales soient brisées. C'est par ce phénomène que se groupent en une seule deux gouttes de liquide, mais c'est aussi l'explication des réactions en phase solide bien connues depuis les expériences de Wollaston (1828).

Remarquons que l'identité de nature des deux corps en contact n'est pas indispensable pour que la « soudure » ait lieu. Il suffit que l'affinité chimique soit suffisante.

En dehors du cas où le réactif est assez fort pour provoquer une réaction de déplacement, la rupture des arrangements superficiels peut se faire de trois manières :

a. Par effet mécanique d'abrasion, faisant apparaître l'une contre l'autre des couches internes sans organisation anormale. C'est la réaction en phase solide des métaux sous forte pression. Ce mécanisme de réaction est impossible dans la zone de fragilité des verres, car la limite de rupture coïncide avec la limite élastique et il ne peut y avoir pratiquement aucune déformation plastique (¹)

b. Lorsque la mobilité est suffisante pour que les édifices atomiques soient constamment remaniés. C'est la pénétration des liquides;

c. Lorsque les conditions température ou température-pression varient et entraînent une modification des équilibres physico-chimiques de surfaces. Le plus souvent, c'est une conséquence de l'agitation thermique qui, à partir d'une certaine température atteint un seuil suffisant. Tammann a évalué les températures de ce seuil à 0,33 de la température absolue de fusion dans le cas des réseaux métalliques, à 0,57 dans les réseaux d'ions, à 0,75 dans les réseaux atomiques comme celui du graphite [3].

Les conséquences industrielles sont nombreuses : métallurgie des métaux frittés, céramiques étanches d'oxydes purs cuits à température très inférieure à leur point de fusion [4, 5].

Une manifestation de ces modifications de l'équilibre de surface est la dissociation des combinaisons superficielles, par exemple la dissociation de l'oxyde dans le cas d'un métal.

Dans le cas du verre, les phénomènes suivants constituent le *deuxième groupe de propriétés* sur lequel repose l'application du poli optique à la fermeture des lampes :

a. On sait maintenant que le verre tend à organiser sa surface à la fois par une modification de sa concentration en éléments chimiques (enrichissement superficiel en ions Na^+ par migration [6]), probablement par des arrangements spéciaux de la coordination silicium-oxygène et par captation d'ions extérieurs, tels que H^+ et OH^-.

b. C'est seulement à des températures proches du domaine de transformation que la dissociation des combinaisons avec les ions, comme H^+ et OH^-, apparaît.

c. Des travaux de plusieurs écoles de chercheurs ont montré que le domaine de transformation correspond à une évolution de toutes les grandeurs [7], phénomènes dont on rend quelquefois compte en distinguant deux variétés de verre α et β, stables respectivement au-dessous et au-dessus du domaine de transformation.

(¹) Cette affirmation est confirmée par les expériences décrites plus loin.

Sans que l'on soit en mesure de préciser le mécanisme de cette transformation, elle correspond à une modification de la manière dont se manifestent les forces de coordination et à une redistribution des liaisons interatomiques, c'est-à-dire que l'équilibre général du verre se trouve remis en question, en particulier celui de sa surface.

Si l'on tient compte de la mobilité qui atteint assez brusquement une valeur importante, on voit, qu'en abordant le domaine de transformation, on passe d'une région où la réactivité chimique superficielle du verre est très faible à une autre où l'on rencontre, rassemblées, la plupart des conditions favorables aux réactions en phase solide. En réalité, comme on se trouve déjà assez loin d'une viscosité infinie, nous dirons, dans la suite, que l'on a affaire à des réactions en « phase visqueuse ».

Deux observations bien connues des verriers illustrent cette brusque tendance du verre à entrer en réaction à partir d'une certaine température.

Dans certaines arches de recuisson, on rencontre, accidentellement ou volontairement, une atmosphère riche en gaz sulfureux. L'attaque du verre par ce gaz se manifeste par un aspect poudré, presque opaque, très sensible à l'intensité de la réaction. L'influence de la temprérarure de recuit est telle que l'aspect dn verre à la sortie est, pour les vieux conducteurs d'arche, une indication aussi précieuse (dans leur esprit) que celle de leur pyromètre. On observe également, dans la recuisson industrielle de pièces en vrac, qu'il suffit d'un très faible dépassement de la température de recuit, pour qu'un point ou une ligne de collage apparaisse suivant les contacts.

3. Étanchéité du contact de deux surfaces polies optiquement. — L'examen des faits expérimentaux précédents constituent, en quelque sorte, les prémisses du raisonnement sur l'application du poli optique à la fermeture des lampes; le résultat suivant a une importance décisive :

Sous certaines réserves, le joint constitué par le contact de deux surfaces polies optiquement est « quasi étanche ».

Les réserves sont les suivantes :

a. la qualité du poli doit être égale à celle que l'on rencontre couramment en optique;

b. la force d'application des deux surfaces doit être suffisante et convenablement dirigée;

c. les deux surfaces sont applicables l'une contre l'autre au moins suivant une ligne large de quelques dixièmes de millimètre, c'est-à-dire qu'elles ont une portion commune où tous les plans tangents sont communs;

d. la déformation élastique qui résulte de la force d'appui tend à favoriser cette dernière condition et non pas à rompre le contact;

e. les deux surfaces ne sont susceptibles, dans le temps, que de déformations de vieillissement négligeables.

« Quasi étanche » veut dire que la fuite est complètement négligeable lorsque le joint est en pompage avec les vitesses d'évacuation normales des pompes à diffusion de mercure ou des pompes Holweck. Le vide limite atteint est de quelques fractions d'unité 10^{-6} de millimètre de mercure.

Les tests suivants constituent le *troisième groupe d'expériences fondamentales.*

Première expérience. — Un ballon de verre de 80 mm de diamètre (*fig.* 4) présente un bord poli optiquement suivant un plan. Il repose sur un

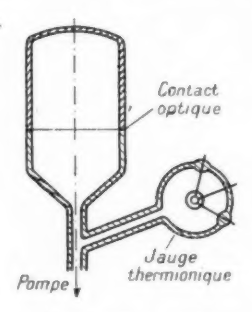


Fig. 4. — Étanchéité du contact optique.

deuxième ballon identique muni d'un queusot relié à une canalisation de pompage. L'épaisseur du verre, au joint, est de l'ordre de 15/10e de millimètre. La force d'appui est la pression atmosphérique. Une jauge thermo-ionique indique un vide de l'ordre de 10^{-6} mm Hg.

Deuxième expérience. — Le même montage, toujours relié à la pompe, subit un cycle thermique de chauffage (au-dessous du domaine de transformation), puis un refroidissement à l'ambiante. On observe, à l'origine, dès 100° C, une augmentation de pression qui correspond au dégazage des parois. Si l'on étuve un temps suffisant, le vide limite se rétablit, se conserve au refroidissement et dans tous les traitements thermiques ultérieurs.

La quasi-étanchéité se conserve au cours d'un cycle thermique d'une grande amplitude.

Si l'on rétablit la pression atmosphérique dans l'enceinte, on peut déboîter sans effort les deux pièces, la qualité du poli est conservée et l'on peut recommencer l'expérience.

Troisième expérience. — Les deux ballons sont plus petits, 30 mm de diamètre, mais constitués de deux verres différents, par exemple verre de silice (dilatation $5{,}5.10^{-7}$) et cristal (dilatation 90.10^{-7}).

Dans les mêmes conditions expérimentales que ci-dessus, on constate encore la « quasi-étanchéité », même au cours du cycle thermique.

Les deux surfaces ont glissé l'une sur l'autre sans destruction de la qualité du contact.

Toutefois, avec des diamètres plus importants qui entraînent de gros jeux de dilatation, la réussite peut être précaire.

Cette qualité d'étanchéité que l'on observe moyennant des précautions, somme toute relativement grossières, est assez surprenante. Elle révèle une perfection considérable de la surface du verre polie optiquement. Le microscope électronique confirme cette perfection.

La figure 5 est la photographie d'une surface polie de verre Neutrohm EM. Elle correspond à un

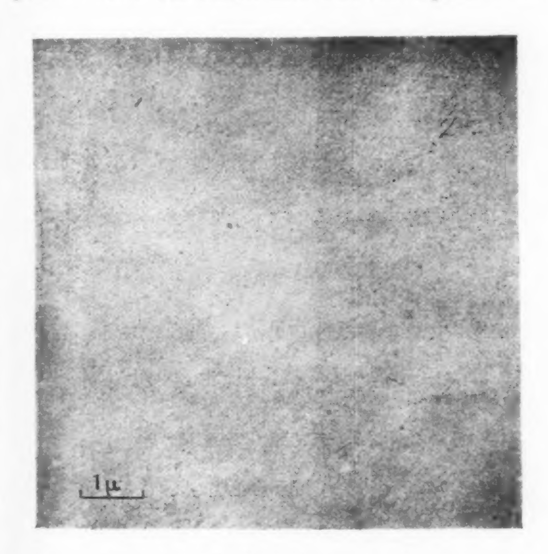


Fig. 5. — Surfaces de verre polies, examinées au microscope électronique (grossissement 10 500).

grossissement de 10 500 et montre que les accidents de relief sont au plus de quelques centièmes de micron. Ce serait beaucoup vis-à-vis des dimensions des molécules d'oxygène ou d'azote de l'air, mais il est probable que la vitesse de diffusion par un tel orifice est encore grandement diminuée par les ionisations et les amas de molécules qui se forment sous l'effet du champ de surface des parois. La photographie figure 6 faite en un autre point de la même surface du verre Neutrohm EM est intéres-

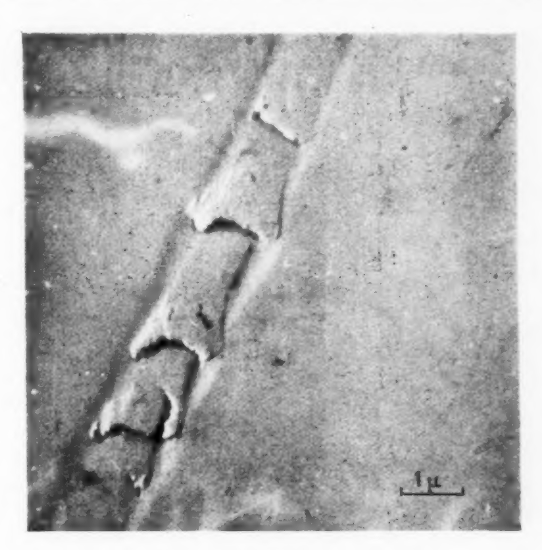


Fig. 6. — Surfaces de verre polies, examinées au microscope électronique (grossissement 10 500).

sante par l'accident qu'elle révèle dont l'interprétation est immédiate. Un grain d'abrasif de grosseur anormale a laissé un sillon qui doit être l'origine d'une microfuite comme on en observe parfois dans l'assemblage par contact optique. L'expérience montre que la réaction en phase visqueuse fait totalement disparaître ces fuites très légères.

Combinaisons des résultats des expériences fondamentales.

On peut résumer les résultats précédents en les envisageant sous leur angle pratique.

Il est possible de porter, sans déformation apparente, une paroi de verre soumise sur une face à la pression atmosphérique à des températures assez élevées, pour que l'on se trouve engagé dans le domaine de transformation. L'intervalle de température est d'environ 20°C. Ce sont les conditions du « recuit sous vide », mais des températures supérieures peuvent être atteintes pendant un court laps de temps sur une portion de la paroi du verre, si la température générale de l'enceinte est assez basse et les épaisseurs assez grandes.

La surface du verre présente aux basses températures toutes les conditions défavorables aux réactions

en phase solide. Toutes les conditions favorables apparaissent au contraire simultanément lorsqu'on approche du domaine de transformation et ne cessent de s'améliorer à mesure que la température croît.

Le contact de deux surfaces polies optiquement constitue, certaines conditions une fois remplies, un joint quasi étanche (c'est-à-dire présentant une fuite extrêmement réduite inférieure à la limite décelable sur pompe).

Exploitation des résultats expérimentaux.

Tant que le cycle thermique reste à des températures nettement inférieures au domaine de transformation, aucune soudure ne doit être possible et le joint par poli optique « quasi étanche » reste démontable. C'est ce que montre la deuxième expérience du troisième groupe et c'est ce que l'on constate sur les joints vieux de plus de trois ans.

Si le cycle thermique fait stationner le verre un temps suffisant dans le domaine de transformation ou au delà, la « réaction en phase visqueuse » doit se produire et conduit à un véritable scellement. Effectivement, un traitement de 2 h d'un joint de verre Neutrohm EM donne une soudure très homogène. Ce traitement peut être effectué de bien des façons et peut notamment être très raccourci.

Dans tous les cas, la cassure du joint ne montre aucune ligne de séparation.

Si l'on a affaire à deux verres différents, c'est celui dont la température de transformation est la plus faible qui détermine les températures critiques. La rupture d'équilibre des arrangements atomiques à la surface du second verre est obtenue alors par déplacement. Dans une soudure verre-métal, ce sont les ions O^{--} fixés sur le métal qui servent d'intermédiaires, comme le montre la couleur caractéristique de l'enrobage à la surface du scellement.

La réaction en phase visqueuse est difficile, si les deux surfaces sont faites de matériaux de dilatations différentes et si la température n'est pas bien stable. Il y a, en effet, destruction des liaisons par glissement alors qu'elles commencent à peine à s'établir en quelques points. Naturellement, de tels scellements, s'ils se réalisent, conduisent presque toujours à une rupture pendant le refroidissement, mais, observation remarquable, la cassure a généralement lieu en dehors de la zone de scellement.

Applications à la fermeture des tubes à vide.

Quittons les expériences et les raisonnements de laboratoire, pour envisager la question sous l'angle de la construction des tubes à vide.

Nous avons vu, au début de cet exposé, que le problème délicat est la fermeture et que le montage devait être protégé contre les altérations chimiques provenant de l'atmosphère. Le poli optique permet de fermer l'ampoule sur le pied par simple application et de faire immédiatement, à froid, un vide parfait, puis de pratiquer l'étuvage, sans avoir eu à faire de rentrée d'air.

— Ou bien cet étuvage est mené en recuit sous vide et conduit au scellement.

— Ou bien il est pratiqué à température assez basse pour que la réaction en phase visqueuse n'ait pas lieu et la fermeture est *démontable*. Il est alors nécessaire de doubler le joint imparfait « quasi étanche » d'un second joint auquel on demande seulement de « tenir » *la température de fonctionnement du tube à vide, mais non de résister à l'étuvage.*

Le problème de ces joints de doublage sort de la question du poli optique proprement dite et nous ne l'examinerons pas ici; il est cependant nécessaire de s'arrêter quelque peu sur les objections que l'on peut faire à l'application du procédé.

a. La qualité du poli est-elle facilement acquise et est-on sûr d'obtenir l'étanchéité ?

Des expériences répétées depuis 1944, dont certaines dans des conditions purement industrielles, permettent d'affirmer que l'étanchéité est atteinte facilement, au moins celle qui suffit au dégazage et au traitement des électrodes. Il se dégage d'ailleurs de telles quantités de molécules diverses au moment du dégazage, qu'il n'est pas nécessaire d'obtenir du contact optique la limite rigoureuse des possibilités de pompage. Il suffit que le scellement définitif soit bien étanche et que le pompage soit terminé sur ce scellement.

b. Dans le cas de scellement par réaction en phase visqueuse, la précision de température qui prescrit de se maintenir dans un intervalle de 20° C n'est-elle pas exorbitante ?

On comprend que ce problème préoccupe le constructeur de lampes dont les étuves sont, en général, des chaufferettes présentant de grosses hétérogénéités de température. En réalité, cette difficulté n'en est pas une dans le domaine de températures qui nous préoccupe. Il suffit de disposer d'une étuve à double enveloppe à ventilation forcée grossièrement étanche aux courants d'air.

c. La durée de la réaction en phase visqueuse est longue dans les conditions du recuit sous vide. Est-ce praticable ?

Cette objection ne tient plus pour les grosses lampes qui doivent obligatoirement être étuvées plusieurs heures. La fermeture est combinée avec cet étuvage et n'en augmente pas la durée. On en tire, au contraire, deux bénéfices, le dégazage du verre est plus rapide et plus complet, puisqu'on se trouve dans le domaine d'instabilité des combinaisons superficielles, et ce traitement thermique parfait le recuit.

Une longue durée est, au contaire, inadmissible pour les petites lampes. On préfère, dans ce cas, recourir à une surchauffe locale. La température générale de l'étuve peut être définie avec beaucoup moins de précision que pour le recuit sous vide, mais elle ne doit pas être trop basse. On risque en effet de se placer dans la zone où la fragilité du verre est maximum.

d. Enfin, se pose la question du prix de revient.

Le prix de revient peut être abaissé lorsqu'il est nécessaire pour les fabrications de série par des machines nouvelles et, étant donné le rendement de ce type de fermeture, il est permis d'espérer qu'un proche avenir verra une partie des ateliers de verrerie des usines de lampes, prendre l'aspect d'un atelier de lunetterie.

Application à la construction des tubes à vide.

Un aspect particulier de l'assemblage quasi étanche par poli optique est l'absence de déformation des pièces au moment du scellement. Ceci est presque rigoureusement vrai dans le cas de la réaction en phase visqueuse, mais le risque de déformation est tout de même assez grand, si l'on n'opère pas avec le soin nécessaire; la déformation est absolument nulle dans le cas du joint démontable. Comme par ailleurs, on peut obtenir par abrasion du verre une précision géométrique presque illimitée, on voit que l'on dispose ainsi d'un mode d'assemblage très précis.

C'est une solution à certains problèmes de construction que posent les tubes pour ondes ultra-courtes. C'est aussi une solution possible de problèmes particuliers, comme celui bien connu des glaces d'oscillographe.

Quelques exemples de réalisation.

L'emploi du poli optique dans les constructions des tubes à vide a maintenant reçu de l'expérience industrielle une confirmation suffisante, pour que l'on puisse en juger l'importance. Nous donnerons, à titre indicatif, quelques exemples de réalisation.

a. La photographie de la figure 7 montre la lampe GO 8 OTC construite par la Société indé-

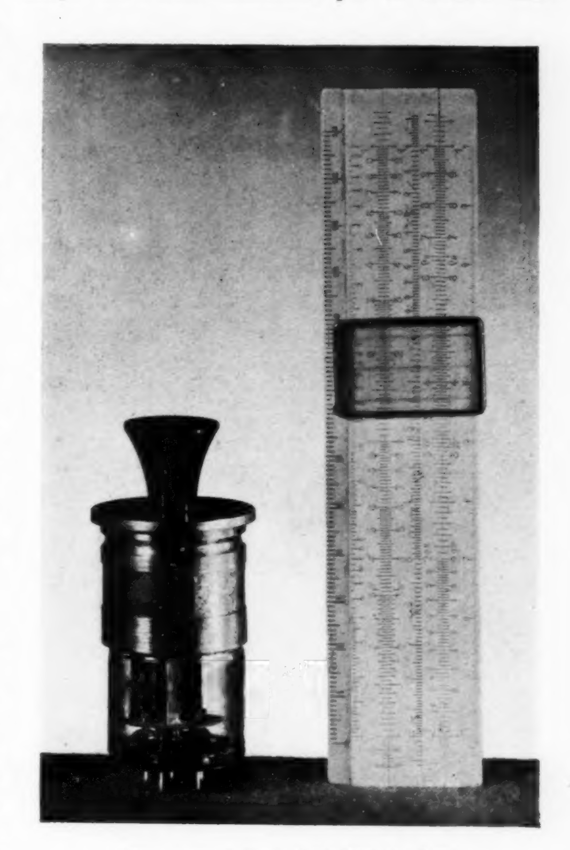


Fig. 7. — Lampe GO8 OTC (S. I. F.).

Diamètre de fermeture, 29 mm. Verre Neutrohm EM.
Fermeture par poli optique
sur machine à pomper automatique.

pendante de T. S. F. Cette petite lampe à brochage direct présente les caractéristiques indiquées figure 8.

Il s'agit donc de performances électroniques intéressantes concentrées dans un montage d'encombrement très réduit et rassemblées sur le pied presque au niveau de la fermeture. C'est dire que la fermeture à la flamme eût été à faible rendement. Une fabrication bien réglée, employant le poli optique, ignore pratiquement les déchets de fermeture et ne détermine qu'une oxydation infime des supports d'électrodes. Le pied pressé et l'ampoule

sont en verre Neutrohm EM, les sorties en molybdène. La fermeture est du type scellé.

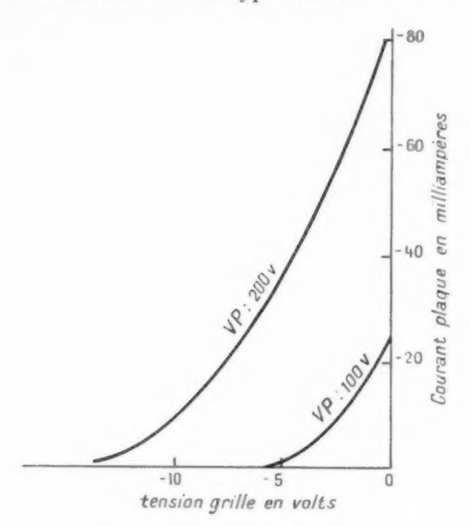


Fig. 8. — Caractéristique de lampe à brochage direct GO 8 OTC (S. I. F.).

$V_f = 12{,}6$ V; $I_f = 0{,}175$ A; $V_p = 200$ V; $V_g = -6$ V; $I_a = 30$ mA; $S = 6{,}5$ mA : V; $K = 25$.
Capacités : grille-cathode, 5 μμF; grille-anode, 2,5 μμF; anode-cathode, 2 μμF (filament cathode et socle réunis).

b. Dans le domaine des lampes moyennes, une série de lampes GHT 250 (*fig.* 9) de la S. I. F. a été fermée sans aucun accident avec une préservation totale d'altération du zirconium des plaques. Il s'agit d'une fermeture du type scellé sur du verre « Moly ».

c. Un exemple de fermeture démontable avec joint de doublage par vernis organique est celui de l'enveloppe de mise sous vide du quartz GT de SFR (*fig.* 10). On obtient l'étanchéité sans aucun échauffement particulier du joint.

Conclusion.

L'apport nouveau que constitue l'utilisation du poli optique dans la construction des tubes à vide est évident. Si nous avons examiné avec quelque détail l'explication théorique des phénomènes, c'est que les différentes formes d'application du procédé peuvent paraître, *a priori*, étranges et hasardeuses. Il a fallu des expériences poursuivies pendant plusieurs années pour apprécier les limites d'utilisation et démontrer que les résultats favorables acquis au début de l'étude de laboratoire pouvaient aisément se transposer dans le domaine industriel.

La genèse de ces recherches a une histoire assez curieuse et, semble-t-il, assez instructive pour mériter d'être rapportée.

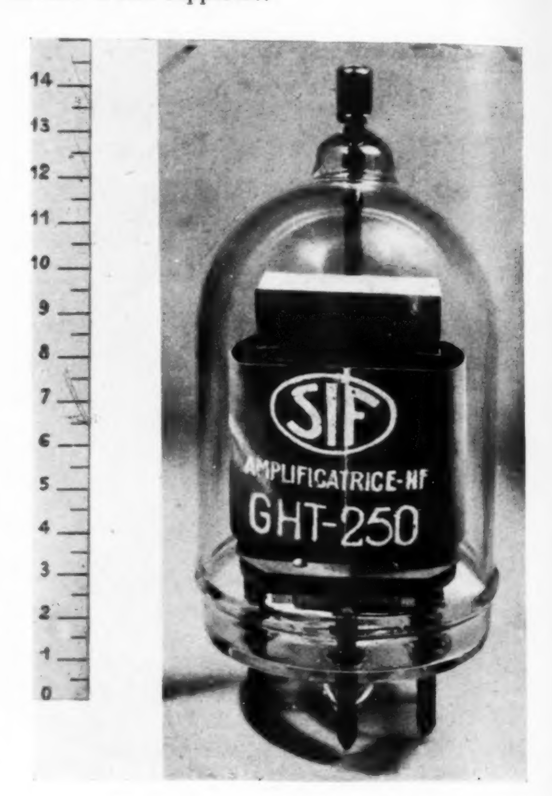


Fig. 9. — Lampe GHT 250 (S. I. F.). Diamètre de fermeture, 70 mm. Verre Moly.



Fig. 10. — Quartz GT (S. F. R.). Diamètre de fermeture, 50 mm.

Il y a plus de quatre ans, une étude spéciale de ce laboratoire avait permis de préciser toutes les

conditions idéales d'une bonne fermeture en verres spéciaux. Le cycle thermique du recuit sous vide était défini; les verres spéciaux Neutrohm étudiés.

Ces verres rencontraient cependant, du fait de leur noircissement en flamme réductrice, des difficultés imprévues, levées pour les diverses opérations de façonnage, sauf pour la fermeture des lampes « tout verre » de grand encombrement.

L'emploi de verres intermédiaires très fusibles, adoptés avec succès dans le domaine des lampes cristal (dilatation 90 à 100.10^{-7}) semblait être la seule solution, si l'on voulait éviter des complications d'outillage comme le chauffage par pertes diélectriques ou la mise sous vide intérieure et extérieure de la lampe.

Le seul obstacle était de créer des verres extrêmement fusibles et accordés sur la dilatation du tungstène ou du molybdène. Problème de taille pour lequel, privé de documentation, il fallait prévoir un outillage d'essai et un programme de recherches systématiques.

A ce moment, des difficultés d'approvisionnement vinrent tout arrêter. Faute de moyens matériels, l'activité dut être consacrée à *repenser* le problème.

C'est alors qu'il fut proposé [8] de substituer au polissage grossier des bords rapprochés de la fermeture, le polissage optique et de mener sous vide toutes les opérations, avec la foi intuitive de la réussite industrielle du procédé.

Les différentes variantes d'applications apparurent d'elles-mêmes au cours des recherches [9, 10, 11, 12].

Il fait peu de doute que cette étude n'aurait pas été développée si les recherches sur les émaux à basse dilatation avaient été possibles.

Rien ne semble plus encourageant pour les laboratoires français que ces preuves, maintenant nombreuses, de victoires de la « pensée » sur les « moyens » (1).

Il n'en reste pas moins évident que des moyens importants ont dû être mis en œuvre pour aboutir au développement industriel naissant du poli optique dans la construction des tubes à vide, et il a fallu la collaboration patiente des techniciens de fabrication de la S. I. F. et de ceux du Laboratoire de Recherches physico-chimiques de la C. S. F. pour définir toutes les modalités pratiques d'application.

(1) C'est un modeste exemple à l'appui d'une grande thèse. On sait que des découvertes théoriques parmi les plus importantes de la Physique nucléaire ont été, ces dernières années, l'œuvre de deux écoles de chercheurs européens travaillant avec des moyens presque dérisoires, étant donnée la nature de leurs recherches.

BIBLIOGRAPHIE.

[1] F. Violet, A. Danzin et A. Commin, *Ann. de Radio.*, t. II, n° 7, janvier 1947, p. 24-74.

[2] F. Violet, A. Danzin et A. Commin, *Ann. de Radio.*, t. II, n° 7, janvier 1947, p. 31-32.

[3] G. Tamman, *Zeits. f. angew. Chem.*, t. 39, 869, 1926, p. 247-248.

[4] F. Violet et R. Lecuir, *Ann. de Radio.*, t. 50, n° 3, janvier 1946, p. 242-255.

[5] R. Lecuir, *C. R. Acad. Sc.*, t. 225, 6 octobre 1947, p. 576-578.

[6] A. W. Weyl, *Quelques aspects de la Chimie à la surface du verre* (*Bull. Inst. Verre*, n° 3, juillet 1946).

[7] A. Winter, *Les bases physiques du recuit du verre* (*Bull. Inst. Verre*, n° 1, mars 1946).

Brevets.

Brevets français déposés sous le titre :

[8] E. Despois, *Nouveau mode de fermeture des tubes à vide* [P. V. 498.698 du 14 mai 1945 (S. F. R. 673)].

[9] Danzin et Despois, *Joints étanches au vide de pièces de métal et de verres ou de matières analogues* [P. V. 506.985 du 11 décembre 1945 (S. F. R. 688)].

[10] Patriarche. *Première addition au précédent* [P. V. 62.788, du 14 décembre 1945 (S. F. R. 688/1)].

[11] Danzin et Despois, *Deuxième addition au précédent* [P. V. 43.134 du 22 avril 1946 (S. F. R. 688/2)].

[12] Danzin et Despois, *Perfectionnement à la construction des lampes et des tubes à vide* [P. V. 513.737, du 15 avril 1946 (C. S. F. 310)].

LA VARIATION DES PROPRIÉTÉS DIÉLECTRIQUES DES MATIÈRES CÉRAMIQUES A BASE D'ORTHOTITANATE DE MAGNÉSIE ET SA REPRÉSENTATION PAR LA LOI LOGARITHMIQUE DES MÉLANGES

PAR E. ALBERS-SCHŒNBERG ET W. SOYCK,

Département de Recherches physico-chimiques
du C. R. T. de la Compagnie générale de T. S. F.

Le comportement d'une matière isolante en haute fréquence est déterminé par sa constante diélectrique et son facteur de pertes. Mais il faut vérifier la variation de ces deux propriétés en fonction à la fois de la température et de la fréquence.

Si l'angle de pertes varie largement en fonction de ces deux paramètres, on regarde le diélectrique comme de valeur inférieure et l'on conclut, par exemple, à une conductivité produite par des impuretés, par un degré trop bas d'oxydation ou par la présence d'ions libres. Une forte variation de la constante ε en fonction de la fréquence est, de même, une propriété qui nuit à l'emploi technique du diélectrique. Mais le coefficient de température de la constante diélectrique $K\theta$ doit être jugé d'un autre point de vue. En effet, une variation de ε plus ou moins élevée, soit positive soit négative, peut être avantageuse ou nuisible. Le fait important est que la variation soit assez constante dans le domaine des températures auxquelles le diélectrique est usuellement soumis, c'est-à-dire entre les limites d'environ -40 et $+80°$ C.

Les producteurs de condensateurs désirent pratiquement des matières isolantes caractérisées par des coefficients positifs aussi bien que négatifs : une matière fréquemment utilisée est celle dont le coefficient $K\theta$ est proche de zéro.

On distingue, de nos jours, six groupes de matières céramiques qu'on applique à la fabrication des condensateurs :

— pour les capacités très faibles, on peut se servir de matières isolantes normales en haute fréquence, c'est-à-dire de silicates de magnésie ($\varepsilon=6$);

— on trouve comme deuxième groupe les titanates de magnésie (ε de 12 à environ 30);

— la troisième catégorie présentant une constante d'environ 30-40 est formée par des matières de diverses compositions.

Les substances riches en rutile, qui ont fait leurs preuves depuis une douzaine d'années déjà, atteignent les valeurs de 65 à 85. Les métatitanates de calcium et de strontium TiO_3Ca et TiO_3Sr se placent dans le domaine de 100 à 250. Le métatitanate de baryum, enfin, atteint des valeurs de ε beaucoup plus élevées, le $K\theta$ dépendant fortement de la température. L'application de cette substance reste limitée car le facteur de pertes est beaucoup plus grand.

Cette publication a pour objet l'étude des variations de la constante diélectrique ε et du coefficient de température $K\theta$ des céramiques à base d'orthotitanate de magnésie en fonction de leur composition chimique.

On trouve, dans des tableaux déjà connus, des propriétés des titanates de magnésie, c'est-à-dire pour la matière produite céramiquement, les valeurs de $\varepsilon = 14, \ldots, 16$ et de $K\theta = +60, \ldots, +120 \cdot 10^{-6}$ correspondant à une variation de capacité de $+0{,}6, \ldots, +1{,}2$ % par 100° C. Ces chiffres se rapportent aux matières assez pures dont la composition correspond à l'orthotitanate ou à des mélanges de l'ortho et du métatitanate ou de l'orthotitanate et du périclase. Nous avons déjà indiqué ces valeurs dans une première publication concernant les titanates alcalino-terreux, surtout le titanate de magnésie ([1]).

Il y a grand intérêt à pouvoir régler le coefficient de température de la constante diélectrique des titanates de magnésie qui constituent un groupe des plus intéressants de la série des diélectriques céramiques en raison de leur précieuse propriété de présenter des facteurs de pertes inférieurs à 10^{-4}.

On obtient l'effet désiré par une addition convenable de combinaisons de calcium ou de strontium qui forment à la cuisson des titanates. Le corps cuit

---

([1]) *Electrotech. Zeitsch.*, 56, 1935, p. 226.

consiste en orthotitanate de magnésie et en métatitanate de calcium ou de strontium, ceux-ci ne formant qu'une faible part de la matière. En ajoutant, par exemple, 8 % de métatitanate de calcium, le coefficient est proche de zéro. En augmentant la teneur en calcium, le coefficient devient négatif; un pourcentage de 26 % de métatitanate de calcium produit une valeur de $K\theta = -460.10^{-6}$. L'effet du strontium est plus grand que celui du calcium; c'est pourquoi l'on remplace le calcium par le strontium quand on se propose d'atteindre des valeurs négatives du coefficient dépassant -400.10^{-6}.

La constante ε croît dans ce même sens, c'est-à-dire que plus le coefficient est négatif, plus ε est grand.

En pratique, ces pâtes ne peuvent pas être composées suivant les formules théoriques simples; elles doivent contenir, outre leurs constituants principaux MgO, CaO, SrO et TiO_2, d'autres oxydes — en faibles quantités — pour faciliter le frittage à des températures industrielles. L'expérience montre, néanmoins, qu'il est possible de soumettre ces mélanges au calcul, suivant la loi logarithmique des mélanges.

Cette loi logarithmique représente la variation d'une propriété d'un mélange en fonction des propriétés p_1, p_2, p_3 de ses composants; u, v, w, ... représentant la composition en pourcentage du mélange. On a

$$\log p = u \log p_1 + v \log p_2 + w \log p_3$$

ou

$$p = p_1^u \, p_2^v \, p_3^w \qquad \text{et} \qquad u + v + w = 1.$$

Par exemple, pour la constante diélectrique d'un mélange de deux matières de constantes diélectriques ε_1 et ε_2, $(1-x)$ et x étant les pourcentages du mélange en volume, on a

$$\varepsilon = \varepsilon_1^{(1-x)} \, \varepsilon_2^x.$$

Introduisons la relation générale

$$\varepsilon_t = \varepsilon_0(1 + K\theta \, t)$$

donnant la constante diélectrique à la température t en fonction de la constante à 20°, $K\theta$ étant le coefficient de la température de la constante diélectrique. Nous allons établir cette relation de manière à exprimer le coefficient $K\theta$ de la constante diélectrique du mélange à partir de $K\theta_1$ et $K\theta_2$, coefficients de température des constantes diélectriques des composants :

$$K\theta \approx (1-x)K\theta_1 + xK\theta_2 \qquad \text{(première approximation).}$$

Cette relation montre que le coefficient dépend seulement des coefficients de température des composants et que, de plus, les valeurs des constantes diélectriques n'ont aucune influence.

Les tableaux et les courbes (*fig.* 1 et 2) ci-jointes expriment les résultats calculés et mesurés d'une série

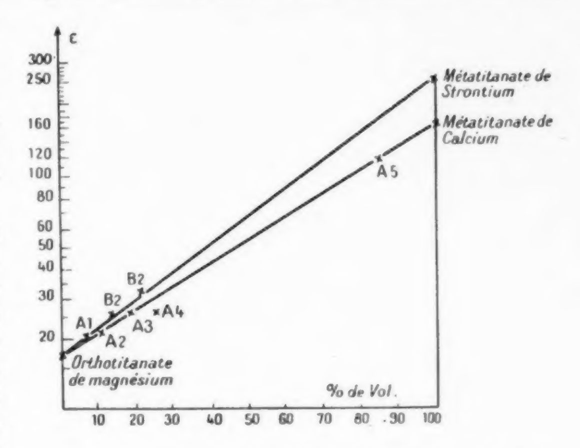


Fig. 1. — Constante diélectrique (échelle logarithmique).

de matières contenant des titanates de magnésium et de calcium ou de strontium et une petite quantité de fondants.

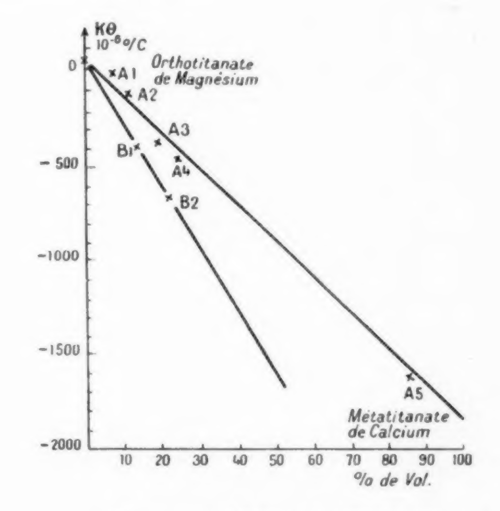


Fig. 2. — Coefficient de température de la constante diélectrique.

La loi logarithmique des constantes diélectriques est représentée par la droite et est bien vérifiée. Quant aux coefficients de température, la loi de mélanges ci-dessus est également représentée par une droite et se trouve également bien vérifiée.

Tableau I.

Céramiques diélectriques.

Groupe.	Constituants principaux.	(ε).	K θ en 10^{-6}.	tg δ en 10^{-4}.
1	Silicate de magnésium	6	+100	5-8
2	Titanate de » (ancien)	14... 16	+ 60...+120	$\leqq$1
3	Titanates de baryum riches en TiO_2 Mélanges de TiO_2 et ZrO_2 Titanate de lanthane	30... 40	0...−150	3... 12
4	TiO_2 avec peu de substances additionnelles	65... 85	−650...−850	3... 8
5	Titanate de calcium	120...150	−1850	2... 4
	» de strontium	150...200	−3100	3... 8
6	Titanates de baryum	900	Très grand, dépend de la température	50...200

Tableau II.

Titanates de magnésium (avec modification des coefficients de température de la constante diélectrique).

Nos.	Orthotitanate de magnésium (%).		Métatitanates de calcium (%).		Métatitanates de strontium (%).		ε.	K θ en 10^{-6}.	tg δ en 10^{-4}
	Poids.	Volume.	Poids.	Volume.	Poids.	Volume.			
A_1	92,0	93,0	8,0	7,0	-	-	21	− 10	$\leqq$1
A_2	87,5	88,9	12,5	11,1	-	-	22	− 90	$\leqq$1
A_3	79,6	81,7	20,4	18,3	-	-	26	− 340	$\leqq$1
A_4	73,8	76,3	26,2	23,7	-	-	27	− 460	$\leqq$1
A_5	14,0	15,5	86,0	84,5	-	-	120	−1600	$\leqq$3
B_1	82,8	86,4	-	-	17,2	13,6	26,0	− 380	$\leqq$3
B_2	73,6	78,6	-	-	26,3	21,4	32,5	− 650	$\leqq$3

DESCRIPTION D'UN ÉMETTEUR 1 kW DE RADIODIFFUSION A ONDES MOYENNES

PAR P. PARIS,

Chef du Service Radiodiffusion de la Société Indépendante de T. S. F.

ET J. POLONSKY,

Chef des Études de Radiodiffusion à la Société Indépendante de T. S. F.

SOMMAIRE. — *Dans un article précédent, on a décrit le principe de fonctionnement d'un amplificateur muni d'une contre-réaction globale et d'une ou deux voies de réaction locale.*

Ce principe a été appliqué aux émetteurs 1 kW *de radiodiffusion à ondes moyennes de de la série type S. I. F. R. D.* 1 kW *O. M. Les auteurs décrivent les caractéristiques de ces émetteurs et exposent les résultats obtenus.*

I. — INTRODUCTION.

1.1. Exposé du problème.

La série des émetteurs 1 kW radiodiffusion, ondes moyennes, en construction actuellement à la Société indépendante de T. S. F., répond aux besoins de la Radiodiffusion française de desservir certaines régions de France, défavorisées, soit par leur éloignement des émetteurs régionaux de 10 à 100 kW, soit par leur situation géographique (régions montagneuses), soit enfin par leur niveau très élevé en parasites industriels (centres urbains).

La conception radioélectrique aussi bien que technologique des émetteurs en question a été déterminée :

a. Par les conditions particulières d'utilisation de ceux-ci;

b. Par les performances techniques de l'émission à réaliser;

c. Par le désir du constructeur de pouvoir incorporer ces émetteurs de 1 kW à la base des chaînes radiodiffusion plus puissantes (10 à 100 kW).

1.2. Conditions d'utilisation des émetteurs 1 kW.

Ils sont destinés à fonctionner sans surveillance permanente. Ils peuvent être installés dans des locaux exigus et d'accès souvent difficile. Leurs montage et démontage doivent être rapides et relativement faciles.

L'exploitation doit être aussi simple que possible, la mise en route rapide, le changement de longueur d'onde ne doit comporter que des manœuvres réduites.

Les émetteurs sont alimentés par des réseaux dont la variation de tension peut atteindre $\pm$ 15 % de la valeur nominale. Le maître-oscillateur peut fonctionner avec ou sans quartz. Le feeder d'antenne est dissymétrique et à basse impédance (50 à 100 Ω).

1.3. Caractéristiques techniques de l'émission.

Les caractéristiques techniques imposées pour ces émetteurs sont sensiblement équivalentes à celles des émetteurs plus puissants, de 10 à 100 kW.

Les courbes figurées plus loin (Chap. IV) indiquent les performances obtenues.

II. — LA RÉALISATION DU MATÉRIEL.

2.1. Conception mécanique de l'ensemble.

L'émetteur est composé de trois châssis indépendants, à savoir :

— Un châssis haute fréquence;
— Un châssis basse fréquence;
— Un châssis alimentation.

Ces trois châssis, de construction et de dimensions identiques, grâce à un habillage particulier, cons-

tituent un bloc autonome tel que représenté sur la figure 1.



Fig. 1. — Vue d'ensemble de l'émetteur.

Chacun de ces châssis comprend un certain nombre de blocs et de tiroirs, à démontage rapide par la face avant (*fig.* 2).



Fig. 2. — Vue de la face avant de l'émetteur (portes ouvertes).

Les liaisons électriques entre coffres s'effectuent à la partie arrière du meuble par des torons de câbles. Ces derniers peuvent rapidement se retirer du meuble, ce qui permet le dégroupage des trois châssis dans le cas du démontage de l'émetteur.

Les dimensions de l'ensemble sont les suivantes :

— Largeur : 2,40 m;
— Hauteur : 2,25 m;
— Profondeur : 0,85 m.

2.2. Détails d'exécution d'un tiroir.

Chaque tiroir est constitué par un châssis léger en cornière soudée et comporte un panneau avant et un panneau horizontal. Sur le panneau avant sont fixés les appareils de mesure, les lampes de

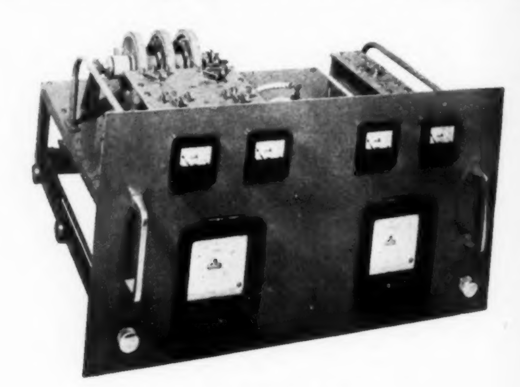


Fig. 3. — Vue générale d'un tiroir.

signalisation, les commutateurs et les boutons de commande. Le panneau horizontal reçoit sur ses deux faces le matériel des étages : lampes, circuits oscillants, organes de liaison, transformateurs, etc.

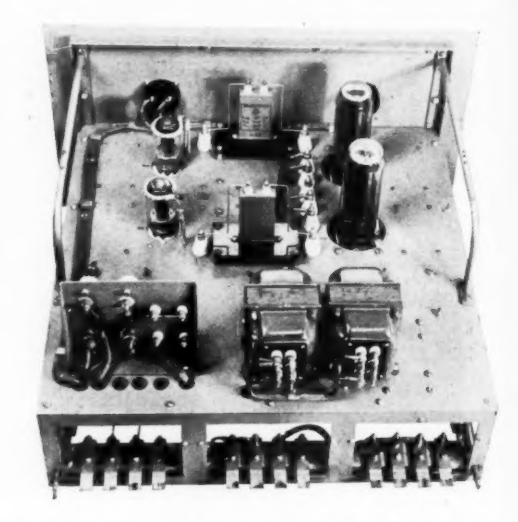


Fig. 4. — Tiroir BF (étages B 3-B 4). Vue du dessus.

Cette disposition permet un montage aéré et une accessibilité très grande de tous les organes par le dessus ou par le dessous du tiroir. Six galets permettent au tiroir de rouler dans des rails fixés au châssis général. Un dispositif de butée élastique

arrête le tiroir dans le milieu de sa course, pour permettre l'échange des lampes et la mise en place des barrettes de commutation de longueur d'onde. Douze couteaux, largement dimensionnés, sont fixés à la partie arrière et servent aux alimentations, aux départs et aux arrivées haute et basse fréquence. Deux vis de pression, manœuvrées de la face avant, assurent un positionnement correct des couteaux dans les mâchoires et la mise en place du tiroir dans le châssis.

Une manœuvre simple permet — le tiroir étant en butée à la moitié de sa course — de le retirer complètement.

La figure 4 représente le montage réalisé sur la face supérieure d'un tiroir (étages basse fréquence, B 3 et B 4).

La figure 5 représente ce tiroir vu en dessous.

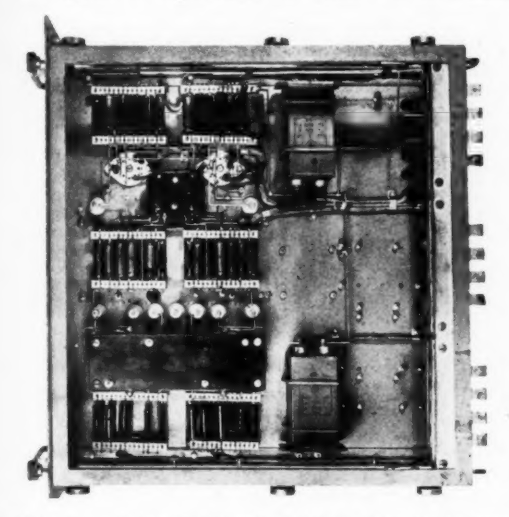


Fig. 5. — Tiroir BF (étages B 3-B 4). Vue du dessous.

III. — Description de l'ensemble électrique et radioélectrique.

3.1. Schéma d'ensemble.

La figure 6 représente le schéma de principe de l'ensemble d'un émetteur. On peut y distinguer :

— la chaîne haute fréquence;
— la chaîne basse fréquence;
— l'alimentation électrique, la commande et le contrôle.

3.2. Chaîne haute fréquence.

La figure 7 est le schéma de principe de la chaîne haute fréquence.

Celle-ci comprend cinq étages, notamment :

a. Un oscillateur, pouvant fonctionner avec ou sans quartz. Il couvre la gamme 272,5 à 750 Kc : s. (La chaîne comprend un doubleur de fréquence.)

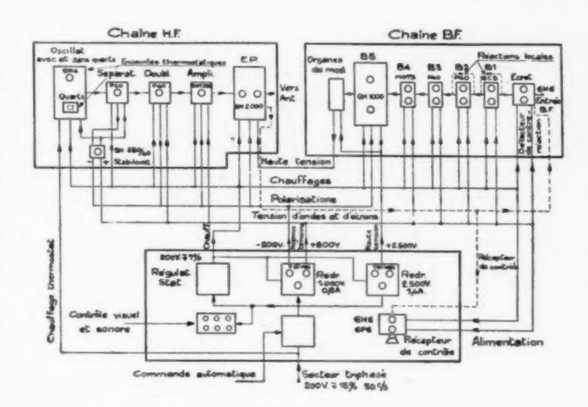


Fig. 6. — Schéma général de principe.

Toutes précautions ont été prises pour assurer la stabilité maximum de fréquence. A cet effet, l'oscillateur est équipé avec un tube anti-dérive GH 4.SIF; le quartz est logé dans une enceinte thermostatique régulée par un thermomètre à contact à mercure au 1/10° de degré. La tension d'anode est stabilisée par un tube à gaz. L'étage auto-oscillateur (tube et circuits) est monté dans une deuxième enceinte dont la température est régulée à ± 1° par un thermomètre à contact;

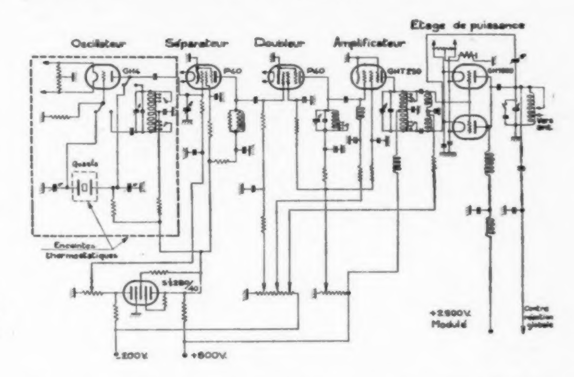


Fig. 7. — Schéma de principe de la chaîne haute fréquence.

b. Un étage séparateur, équipé avec un tube P. 40.SFR fonctionnant en classe C sans courant de grille. L'excitation de grille est réglable, le circuit d'anode est quasi apériodique. Les tensions d'anode, d'écran et de grille sont stabilisées;

c. Un doubleur de fréquence, équipé avec un tube P. 40.SFR;

d. Un amplificateur classe C, équipé avec un tube GHT.250.SIF. Le circuit d'anode est symétrique pour permettre le neutrodynage de l'étage de puissance. (Ce dernier est dissymétrique);

e. Un étage de puissance, fonctionnant en classe C téléphonie et équipé avec deux triodes GH.2000.SIF montées en parallèle.

Le circuit oscillant comprend une self à prises, des condensateurs fixes en céramique haute fréquence et un condensateur variable à air servant d'appoint.

Le feeder dyssymétrique est couplé directement à la self du circuit oscillant par des prises facilement réglables.

Changement de longueur d'onde. — La gamme de 545 à 1500 Kc : s est divisée en trois sous-gammes. Un ensemble de barrettes, disposées à des emplacements facilement accessibles, permet une commutation rapide des sous-gammes. Tous les réglages à effectuer sur les différents étages sont repérés sur des tableaux de courbes, ceux-ci étant placés à portée de l'opérateur.

Le changement de longueur d'onde peut s'effectuer en 3 mn environ.

La contre-réaction globale. — Celle-ci est prise à la sortie de l'étage de puissance par un diviseur de tension. Elle est ramenée, après détection, à l'entrée du premier étage basse fréquence.

3.3. **Chaîne basse fréquence.**

La chaîne basse fréquence a été conçue pour que le taux de contre-réaction globale [des dispositifs à réaction locale étant utilisés ([1])] soit très élevé (35 à 45 db pour la bande du bruit de fond allant de 50 à 1000 c : s et 25 à 30 db environ aux extrémités de la bande passante).

La figure 8 représente le schéma de principe de la chaîne basse fréquence.

La chaîne, précédée par un transformateur d'entrée et par un écréteur électronique, comprend cinq étages symétriques :

Les trois premiers étages B 1, B 2 *et* B 3 fonctionnent en classe A avec des liaisons entre étages par résistances et capacités. Le premier est équipé avec deux tubes 6 C 5, les deux autres avec des tubes P.40.

L'étage B 1 comprend une voie de réaction locale réglable, positive dans la bande passante (résistances ρ et *R*, capacités *P* et *C*) et négative pour les fréquences ultra-acoustiques (capacités Γ et *C*). La contre-réaction globale est appliquée après détection aux cathodes des tubes 6 C 5. Le détecteur comprend un circuit correcteur de phase.

L'étage B 2 comprend une deuxième voie de réaction locale positive pour le spectre du bruit de fond (résistances ρ′ et *R′*, capacités *P′* et *C′*).

Les anodes des étages B 2 et B 3 comportent des circuits correcteurs de phase et d'amplitude.

Un commutateur permet la mise hors service de la contre-réaction globale et des réactions locales.

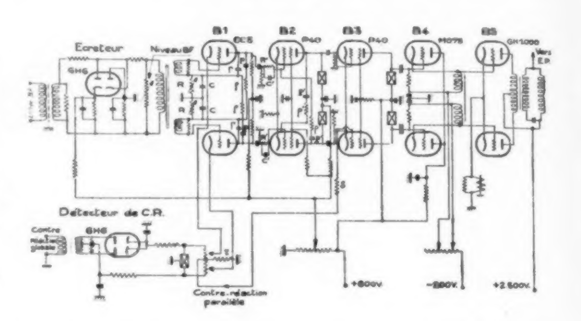


Fig. 8. — Schéma de principe de la chaîne basse fréquence.

Un étage B 4 monté en cathodyne est équipé avec deux tubes MO.75.SIF. Il excite le modulateur travaillant avec courant de grille.

Un modulateur classe B *push-pull* B 5 est équipé avec deux triodes GH.1000.SIF. La tension de modulation est appliquée aux anodes de l'étage de puissance haute fréquence par l'intermédiaire d'un transformateur, d'une self de parole et d'un condensateur de blocage.

Nota. — Une contre-réaction parallèle a été aménagée entre les étages B 3 et B 1 (résistances *s* et *r*). Celle-ci a pour but de stabiliser le gain des étages basse fréquence et de neutraliser les couplages parasites entre étages provoqués par l'alimentation commune.

3.4. **Alimentation électrique.**

L'alimentation des filaments de tous les tubes (chaîne haute fréquence, chaîne basse fréquence, chaîne de contrôle, tubes de redressement) est prévue en alternatif brut, à partir de transformateurs statiques abaissant la tension du réseau aux valeurs convenables.

([1]) *Perfectionnements aux amplificateurs munis d'une voie à contre-réaction* (*Annales de Radioélectricité*, t. III, n° 13, juillet 1948).

La tension primaire de ces transformateurs est maintenue constante à ± 1 %, au moyen d'un régulateur statique prévu pour compenser des variations de tension réseau de ± 15 %.

Les tensions d'anodes et des polarisations sont fournies par deux redresseurs :

— Un premier redresseur triphasé, équipé avec trois phanotrons, fournit une tension de 1000 V permettant d'obtenir, par le jeu de résistances potentiométriques, des tensions de polarisation, d'écran et d'anode;

— Un deuxième redresseur triphasé, équipé avec trois phanotrons, fournit une tension de 2500 V pour les étages de puissance haute fréquence et basse fréquence.

3.5. Commande automatique de l'émetteur.

L'exploitation du poste s'effectue toutes portes fermées. La mise en route et l'arrêt de l'émetteur sont assurés par une commande automatique à partir de la face avant, au moyen d'un bouton *Marche-Arrêt*. Successivement sont appliquées les tensions de chauffage, de polarisation et d'anode. La durée totale de mise en route est de 30 s.

L'émetteur étant en état de fonctionnement, toutes les lampes du tableau de signalisation sont allumées.

3.6. Contrôle du fonctionnement de l'émetteur.

Les appareils de contrôle comprennent :

a. Des appareils de mesure généraux situés sur le bandeau supérieur du poste;

b. Un récepteur de contrôle muni d'un haut-parleur. La tension haute fréquence d'attaque du détecteur est prélevée à la sortie de l'étage de puissance;

c. Des lampes de contrôle disposées sur la façade, signalant les incidents;

d. Un avertisseur sonore qui prévient du fonctionnement intempestif d'une sécurité, celle-ci étant repérée par une lampe de signalisation.

3.7. Dispositifs de protection.

1. *Protection du personnel.* — Tous les organes soumis à des tensions présentant un danger pour le personnel sont montés à l'intérieur de cabines entièrement fermées.

L'ouverture d'une porte donnant accès aux organes habituellement sous tension, provoque immédiatement, grâce au verrouillage électrique, la coupure desdites tensions.

Le verrouillage électrique est doublé d'un verrouillage mécanique, constitué par des serrures de sécurité.

Les clés nécessaires à l'ouverture de ces serrures sont disposées sur un tableau de clés. Pour libérer l'une des clés, il est nécessaire de manœuvrer un commutateur qui coupe l'alimentation générale de l'émetteur et met les condensateurs des filtres haute et moyenne tensions à la masse.

La mise en route de l'émetteur est impossible tant qu'une des portes reste ouverte.

2. *Protection du matériel.* — Le matériel est protégé contre les surcharges dangereuses par un ensemble de relais à maximum de courant, par des fusibles et des éclateurs à cornes. Les contacteurs à soufflage magnétique sont munis de relais magnéto-thermiques. Les tubes de puissance sont protégés par des relais magnétiques à maximum de courant.

La commande électrique est conçue de telle manière que toute fausse manœuvre est interdite, soit au cours de la mise en route, soit pendant le fonctionnement du poste. Notamment le manque de chauffage des filaments provoque la coupure des tensions d'anode et de polarisation. De même, le manque de polarisation provoque la coupure des tensions d'anode. Une température excessive dans l'enceinte thermostatique du quartz déclenche la sonnerie d'alarme.

IV. — Performances techniques de l'émetteur.

Les performances moyennes réalisées sur ces émetteurs se traduisent par les courbes ci-après :

Puissance (*fig.* 9). — La puissance utile varie dans la gamme de 1,1 kW à 1,3 kW en régime de porteuse.

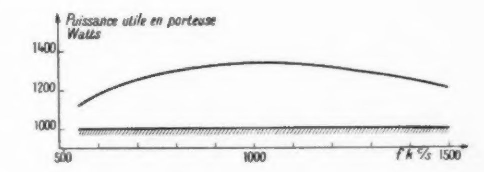


Fig. 9. — Émetteur 1 kW de radiodiffusion à ondes moyennes. Courbe de la puissance utile en fonction de la fréquence.

Courbe de réponse en fréquence (*fig.* 10). — L'affaiblissement à 30 p : s ne dépasse pas 0,5 db. L'affaiblissement à 10 000 p : s ne dépasse pas 0,3 db.

Taux de distorsion non linéaire (*fig.* 11). — Dans la bande de fréquence de 50 p : s à 6000 p : s, et

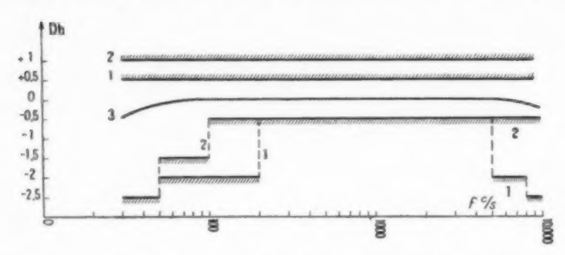


Fig. 10. — Émetteur 1 kW de radiodiffusion à ondes moyennes. Courbe de réponse en fréquence.

1, Conditions du cahier des charges 1 kW.
2, Conditions du futur cahier des charges 100 kW.
3, Émetteur 1 kW SI F.

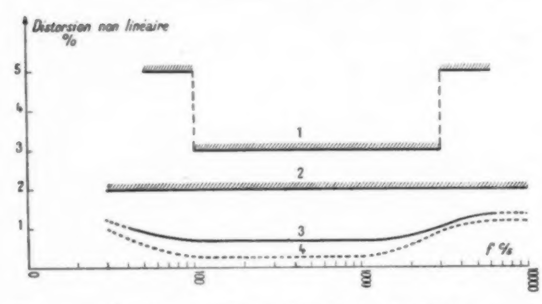


Fig. 11. — Émetteur 1 kW de radiodiffusion à ondes moyennes. Taux de distorsion non linéaire.

1, conditions du cahier des charges 1 kW; 2, conditions du futur cahier des charges 100 kW; 3, performances mesurées de l'émetteur; 4, performances de l'émetteur 1 kW SIF.

Nota. — 4 est déduit de 3 compte tenu de la distorsion de l'hétérodyne basse fréquence et du détecteur de mesure

$$D_E = \sqrt{D^2_{Mes} - D^2_{Het} - D^2_{Det}}.$$

pour un taux de modulation de 95 %, le taux de *distorsion mesuré* varie entre 0,75 et 1,3 %.

Nota. — En déduisant les taux de distorsion propre de l'hétérodyne basse fréquence et du détecteur de mesure, la distorsion de l'émetteur varie entre 0,25 et 1 % environ.

Pureté de l'onde porteuse (*bruit de fond*). — Mesure globale sans filtre psophométrique : 66 db par rapport au taux de modulation de 90 % à 800 p : s. Mesure avec filtre psophométrique : 80 db par rapport au taux de modulation de 90 % à 800 p : s.

V. — Conclusions.

Cet exposé fait ressortir les avantages d'ordre technique et matériel offerts par le dispositif à réaction locale appliqué à des émetteurs de radiodiffusion munis d'une contre-réaction globale.

L'utilisation de ces dispositifs sur des émetteurs de 20 kW (²) a permis d'obtenir des performances analogues à celles relevées sur les émetteurs 1 kW.

Les moyens mis en œuvre pour la réaction locale sont peu coûteux; son application permet de réaliser une économie sensible sur les organes de modulation et sur les filtres des redresseurs. Les performances techniques obtenues sur des émetteurs munis de tels dispositifs répondent facilement aux exigences des cahiers des charges actuels de la Radiodiffusion.

(²) Ces résultats seront publiés prochainement.

NOTE SUR LA SENSIBILITÉ D'UN ÉTAGE AMPLIFICATEUR

PAR W. KLEEN,

Département électronique du Centre de Recherches techniques
de la Compagnie générale de Télégraphie sans Fil.

SOMMAIRE. — *L'auteur montre, par un calcul simple, que les rapports bruit/signal d'un circuit à cathode à la masse et d'un circuit à grille à la masse s'expriment par la même relation. Pour un tube donné, la sensibilité optimum de ces deux étages amplificateurs sera, par suite, identique.*

On indique dans certaines publications [1, 2, 3], que la sensibilité d'un tube électronique dans un montage à cathode à la masse (*fig.* 1) est différente

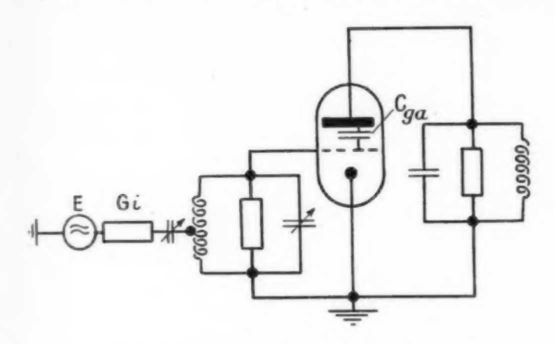


Fig. 1. — Montage à cathode à la masse.

de celle du même tube dans un montage à grille à la masse (*fig.* 2). La théorie élémentaire développée

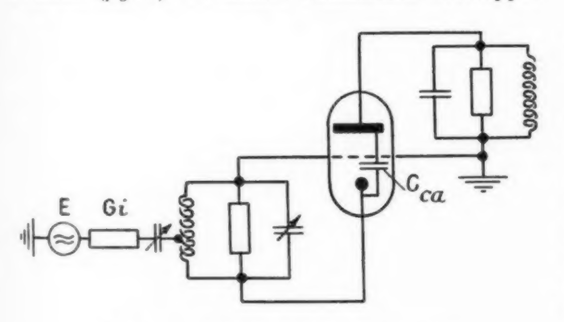


Fig. 2. — Montage à grille à la masse.

dans le présent exposé montre que cette différence ne doit pas exister réellement, la sensibilité optimum étant égale pour les deux montages.

1. Problème et hypothèses.

Le bruit d'un tube est déterminé par les courants de fluctuation i_a et i_g, i_a étant le courant de court-circuit entre la cathode et l'anode, i_g le courant de court-circuit entre la cathode et la grille. i_a et i_g provenant de la même source de bruit, les phases φ_a et φ_g de ces courants ne sont pas indépendantes; en d'autres termes, la relation

$$i_c = i_a + i_g \tag{1}$$

est une équation vectorielle.

Les transconductances du tube

$$S_a = \left(\frac{\partial I_a}{\partial V_g}\right)_{V_a} = |S_a|\, e^{j\varphi_0} \tag{2}$$

et

$$S_g = \left(\frac{\partial I_g}{\partial V_g}\right)_{V_a},$$

$$S_c = \left(\frac{\partial I_c}{\partial V_g}\right)_{V_a} = S_a + S_g$$

sont des grandeurs généralement complexes, en raison du temps de transit des électrons.

La sensibilité peut être calculée en supposant un court-circuit à la sortie du tube. La présence du circuit de sortie ne modifie pas le rapport bruit/signal ni, par suite, la sensibilité de l'étage. Le circuit d'entrée du tube présente l'admittance complexe Y dont on peut faire varier à volonté la composante imaginaire par un désaccord approprié. Le générateur de signal possède l'admittance interne réelle G_i et la f. é. m. E. Il est couplé à l'entrée du tube au moyen d'un transformateur idéal. Si le générateur marche à vide, la tension aux bornes de sortie est xE, x étant variable.

Nous négligerons d'abord le bruit du générateur et du circuit d'entrée, hypothèse qui, en pratique,

est d'autant mieux justifiée que la fréquence est plus élevée.

2. **Sensibilité du circuit à cathode à la masse.**

Le schéma de ce circuit (c. m.) est représenté en figure 1. La sortie est court-circuitée. Le générateur débite sur une charge constituée d'une part par le circuit d'entrée d'admittance Y et d'autre part, par l'entrée du tube d'admittance $S_c - S_a + j\omega C_{ga}$ (C_{cg} étant contenu dans Y).

Nous aurons, à l'entrée du tube, la tension

$$(3)\qquad V_c = \frac{E}{x}\,\frac{G_i}{Y_{\text{tot},c}},$$

où

$$(4)\qquad Y_{\text{tot},c} = \frac{G_i}{x^2} + Y + S_c - S_a + j\omega C_{ga}.$$

Le courant de signal à la sortie est donné par

$$(5)\qquad I = \frac{E}{x}\,\frac{G_i}{Y_{\text{tot},c}}\,S_a.$$

Le courant de fluctuation i, à la sortie, présente deux composantes : i_a et une composante provenant de la chute de tension due au passage de i_g dans l'entrée du tube. On a donc

$$(6)\qquad i = i_a - i_g\,\frac{S_a}{Y_{\text{tot},c}}.$$

En partant des relations (5) et (6), nous trouvons, pour le rapport énergétique bruit/signal :

$$(7)\qquad r = \frac{\overline{i^2}}{I^2} = \overline{i_a^2}\,x^2\,\frac{\left[Y_{\text{tot},c} - \sqrt{\dfrac{\overline{i_g^2}}{\overline{i_a^2}}}\,|S_a|\,e^{j(\varphi_g - \varphi_a + \varphi_0)}\right]^2}{E^2 G_i^2\,|S_a|^2},$$

$\overline{i_a^2}$, $\overline{i_g^2}$ sont les valeurs quadratiques moyennes de i_a et de i_g, respectivement.

En U. H. F., comme le montrent les calculs de Strutt et Van der Ziel [3, 4] et des expériences sur $\lambda = 1$ m [5], le rapport bruit/signal peut être amélioré par un désaccord convenable du circuit d'entrée; r devient optimum quand les composantes imaginaires des termes entre crochets dans la relation (7) disparaissent, soit

$$(8)\qquad r = \overline{i_a^2}\,x^2\,\frac{\left[\mathcal{R}(Y_{\text{tot},c}) - \sqrt{\dfrac{\overline{i_g^2}}{\overline{i_a^2}}}\,|S_a|\cos(\varphi_g - \varphi_a + \varphi_0)\right]^2}{E^2 G_i^2\,|S_a|^2},$$

où $\mathcal{R}$ signifie *partie réelle de....*

La valeur minimum absolue de r s'obtiendra, pour une valeur de x correspondant à

$$(9)\qquad x^2 = \frac{G_i}{\left\{\mathcal{R}(Y + S_c - S_a) - \sqrt{\dfrac{\overline{i_g^2}}{\overline{i_a^2}}}\,|S_a|\cos(\varphi_g - \varphi_a + \varphi_0)\right\}},$$

$r_{\min}$ est alors donné par

$$(10)\qquad r_{\min} = 4\,\overline{i_a^2}\,\frac{\left\{\mathcal{R}(Y + S_c - S_a) - \sqrt{\dfrac{\overline{i_g^2}}{\overline{i_a^2}}}\,|S_a|\cos(\varphi_g - \varphi_a + \varphi_0)\right\}}{E^2 G_i\,|S_a|^2}.$$

L'équation (10) fournit la valeur du facteur de bruit [5, 6, 7], d'après

$$(11)\qquad F = r_{\min}\,\frac{E^2 G_i}{4}\,\frac{1}{kT_0\Delta f} = \frac{\overline{i_a^2}}{kT_0\Delta f}\,\frac{\left\{\mathcal{R}(Y + S_c - S_a) - \sqrt{\dfrac{\overline{i_g^2}}{\overline{i_a^2}}}\,|S_a|\cos(\varphi_g - \varphi_a + \varphi_0)\right\}}{|S_a|^2},$$

k étant la constante de Boltzmann, T_0 la température ambiante absolue, Δf la bande passante.

3. **Sensibilité du circuit à grille à la masse.**

Considérons le montage de la figure 2 (g. m.), court-circuité à la sortie. Le courant total passe dans le circuit d'entrée, la charge du générateur étant constituée par le circuit d'entrée d'admittance Y et l'entrée du tube d'admittance $S_c + j\omega C_{ca}$ où ne figure plus le terme $-S_a$ (voir équ. 4) puisque le courant total passe maintenant dans le circuit d'entrée.

La relation correspondant à (5) devient alors

$$(12)\qquad I = \frac{E}{x}\,\frac{G_i}{Y_{\text{tot},g}}\,S_a,$$

où

$$(13)\qquad Y_{\text{tot},g} = \frac{G_i^2}{x^2} + Y + S_c + j\omega C_{ca}.$$

Le courant de fluctuation à la sortie est égal à

$$(14)\qquad i = i_a - (i_a + i_g)\,\frac{S_a}{Y_{\text{tot},g}},$$

puisque $i_c = i_a + i_g$ passe dans l'entrée.

Il résulte de (12) et (14)

$$(15)\qquad r = \frac{\overline{i^2}}{I^2} = \overline{i_a^2}\,x^2\,\frac{\left\{\left[Y_{\text{tot},} - S_a - \sqrt{\dfrac{\overline{i_g^2}}{\overline{i_a^2}}}\,|S_a|\,e^{j(\varphi_g - \varphi_a + \varphi_0)}\right]^2\right\}}{E^2 G_i^2\,|S_a|^2}.$$

En désaccordant le circuit d'entrée pour faire disparaître les composantes imaginaires dans cette dernière relation, on trouvera

$$(16)\qquad r = \overline{i_a^2}\, x^2 \frac{\left\{ \left[\mathcal{R}(Y_{\text{tot},\,g} - S_a) - \sqrt{\dfrac{\overline{i_g^2}}{\overline{i_a^2}}}\, |S_a| \cos(\varphi_g - \varphi_a + \varphi_0) \right]^2 \right\}}{E^2 G_i^2 |S_a|^2}.$$

La comparaison de (16) et de (8), compte tenu de (4) et (13), montre que les rapports bruit/signal et, par conséquent, les sensibilités optima sont égaux pour les deux montages.

4. Conclusions.

Nous pouvons transformer l'équation (11) valable pour les deux circuits en introduisant la résistance équivalente au bruit du tube, soit

$$(17)\qquad R_{\text{équiv}} = \frac{\overline{i_a^2}}{4kT_0\Delta f\, |S_a|^2},$$

ce qui nous donne pour le facteur de bruit,

$$(18)\qquad F = 4R_{\text{équiv}}\,\mathcal{R}(Y + S_c - S_a) \times \left[1 - \frac{|S_a| \sqrt{\dfrac{\overline{i_g^2}}{\overline{i_a^2}}} \cos(\varphi_g - \varphi_a + \varphi_0)}{\mathcal{R}(Y + S_c - S_a)} \right].$$

Dans le domaine où les temps de transit ne jouent pas, on a $i_g = 0$, $S_c = S_a$ et l'on trouve la formule bien connue

$$(19\,a)\qquad F = 4R_{\text{équiv}}\,\mathcal{R}(Y).$$

Si l'on tient compte du bruit du générateur (G_i à la température T_0) et du bruit du circuit d'entrée, on écrira

$$(19\,b)\qquad F = a + 4R_{\text{équiv}}\,\mathcal{R}(Y),$$

où a est compris entre 1 et 2 (*voir*, par exemple [5] et [6]).

Remarquons que, pour obtenir la valeur optimum de F, le couplage x doit être le même pour les deux montages malgré les différences de leur admittance d'entrée qui peuvent être très sensibles. Le rapport optimum signal/bruit exige une désadaptation à l'entrée; il sera donc impossible, en règle générale, d'obtenir simultanément le gain et la sensibilité optima.

En pratique, le g. m. présente l'avantage de pouvoir utiliser des triodes à faible bruit, alors que le c. m. ne peut s'employer (sans neutralisation) qu'avec des pentodes à bruit élevé du fait de la répartition du courant.

Remarquons encore que l'équation (18) demeure valable si l'on introduit une réaction positive ou négative entre la sortie et l'entrée, ce qui modifie le gain mais non la sensibilité (*voir*, par exemple, [8]).

BIBLIOGRAPHIE.

1. M. Dishal, *Theoretical gain and signal-to-noise ratio obtained with the grounded grid amplifier at ultra-high frequencies* (*P. I. R. E.*, t. 32, 1944, p. 276-284).
2. A. Van der Ziel, *Theory of the grounded grid amplifiers* (*Philips Research Report*, t. I, 1946, p. 381-399).
3. M. J. O. Strutt et A. Van der Ziel, *Signal-noise ratio at v. h. f.* (*Wirel. Eng.*, t. 23, 1946, p. 241-249).
4. M. J. O. Strutt et A. Van der Ziel, *Reduction of the effects of spontaneous fluctuations in amplifiers for meter and decimeter waves* (*Physica*, t. 9, 1942, p. 1003-1012, et t. 10, 1943, p. 823-826).
5. W. Kleen, *Verstärkung und Empfindlichkeit von UKW-und Dezimeter-Empfangsverstärkerröhren, Telefunken-Röhre*, n° 23, 1941, p. 274-296).
6. K. Fränz, *Messung der Empfängerempfindlichkeit bei ultrakurzen Wellen* (*Hochfrequenztechn. u, Elektroak*, t. 59, 1942, p. 105-112)
7. H. T. Friis, *Noise figure of radio receivers* (*P.I.R.E.*, t. 32, 1944, p. 419-423 et 729).
8. M. J. O. Strutt, *Gain et sensibilité des étages amplificateur et changeur de fréquence pour les ondes métriques et décimétriques* (*L'Onde Electrique*, n° 242, mai 1947).

SUR LE RENDEMENT DES TUBES A MODULATION DE VITESSE

Par P. GUÉNARD, R. WARNECKE
et Colette FAUVE,

Département « Électronique » du Centre de Recherches Techniques
de la Compagnie Générale de Télégraphie sans Fil.

I. — Considérations générales.

1. Introduction.

Les premières analyses théoriques relatives aux T. M. V. à deux champs séparés, effectuées à l'aide d'un certain nombre d'hypothèses simplificatrices, maintenant classiques, leur avaient fait attribuer un rendement de 58 %, pour le réglage à l'optimum de tous leurs paramètres [1], [2]; le mécanisme du fonctionnement reposant sur la création de « paquets » d'électrons ne contenant initialement aucune perturbation de vitesse ou de densité, cette valeur limitée du rendement traduit l'imperfection du groupement résultant d'une modulation de vitesse sinusoïdale de faible amplitude.

En réalité, cette valeur de 58 % surestime même les possibilités pratiques de ce type de tube en ne tenant pas compte de l'influence d'un certain nombre de facteurs, parmi lesquels on peut citer :

a. Le temps de transit fini des électrons dans les champs H. F. Ceux-ci ne se comportent pas comme les champs étroitement localisés que suppose la théorie élémentaire et il en résulte, en particulier, un échange d'énergie non nul dans l'espace de commande.

b. Les différences de vitesses dans les électrons qui atteignent le champ du collecteur d'énergie. Ces différences de vitesses, créées par le procédé de modulation de vitesse lui-même, font que l'action du champ du collecteur n'est pas la même pour tous les électrons.

c. La capture d'électrons par les parois du tube et, en particulier, par les grilles qui limitent éventuellement les champs H. F. Les électrons captés avant leur passage dans le collecteur ne participent pas à la cession d'énergie H. F.

d. Le débordement des champs H. F. à travers les ouvertures des grilles qui le limitent. Les champs H. F. ont des actions différentes suivant que l'électron se déplace plus ou moins loin des parties solides de ces grilles.

e. Le dégroupement dû à la charge d'espace. La répulsion mutuelle des électrons tend à s'opposer à la formation des paquets; ceux-ci n'ont donc ni la forme, ni l'acuité que prévoit une théorie qui étudie isolément le mouvement de chaque électron.

f. Les pertes dans les circuits, liées à la conductibilité finie de leurs parois.

Ces phénomènes (à l'exception du premier qui, dans certains cas particuliers indiqués par la suite, peut avoir une action favorable) contribuent toujours, à des degrés divers, à diminuer le rendement réel des T. M. V. à deux champs H. F. Si l'on cherche à diminuer l'influence nuisible de l'un d'entre eux, on tend, en général, à augmenter celle des autres. Si, par exemple, on cherche à réaliser des champs H. F. étroits et bien homogènes, on est conduit à rapprocher les grilles et à serrer leurs mailles; la proximité des grilles augmente alors la capacité des circuits et donc les pertes par effet Joule, tandis que la faible transparence de grilles à mailles serrées accroît le nombre des électrons captés. On peut, de même, chercher à réduire l'influence de la charge d'espace, soit en diminuant la densité de courant, soit en diminuant la longueur de l'espace de glissement; dans le premier cas, on augmente l'importance relative des pertes dans les circuits et, dans le deuxième, on introduit une modulation de vitesse profonde, circonstance qui, d'une façon générale, est défavorable au rendement dans le type ordinaire de tube à deux cavités.

Ainsi donc, en fait, l'obtention du meilleur rendement, pour un T. M. V. à deux cavités de performances données, résulte d'un compromis entre divers effets. Suivant la théorie des tubes construits sur la base des conceptions habituelles [3], ce compromis conduit, par exemple, pour un autooscillateur délivrant une puissance d'environ 1,5 kW

à 3 000 Mc : s, à des valeurs de l'ordre de 20 %, valeurs en bon accord avec celles que donne l'expérience [1] [4].

A l'heure actuelle, de telles valeurs de rendement paraissent insuffisantes, étant données les puissances utiles que l'on cherche à obtenir pour satisfaire, avec des amplificateurs, un certain nombre de besoins nouveaux comme ceux du radar de précision, du chauffage par pertes diélectriques, de la diffusion des images ou de l'accélération des particules de la Nucléonique; là, en effet, il semble désirable et probablement possible d'obtenir avec des T. M. V. des débits H. F. de l'ordre de quelques dizaines de kilowatts en régime permanent et de quelques dizaines de Mégawatts en impulsions, sur des fréquences allant de 1 000 à 3 000 Mc : s.

Puisque, dans les tubes à deux cavités du type habituel, la faible valeur du rendement vient essentiellement de l'imperfection de la forme des paquets d'électrons, c'est de l'amélioration de cette forme que l'on peut espérer, en premier lieu, un échange d'énergie plus efficace dans le champ du collecteur. Le présent exposé a pour but d'étudier des moyens propres à atteindre ce but et qui, par ailleurs, puissent être mis en œuvre dans une construction simple, comme doit l'être celle de tubes puissants.

2. Groupement électronique idéal dans le cas d'une modulation de vitesse de faible profondeur.

Si les vitesses des divers électrons du faisceau à l'entrée du champ du collecteur, supposé infiniment étroit, sont sensiblement les mêmes et égales à celle (v_0) que leur communique à leur entrée dans le modulateur, le potentiel constant d'accélération (V_0), pour que le rendement de conversion soit égal à l'unité, il faut que tous ces électrons passent *ensemble* dans le champ H. F. du collecteur, au moment où celui-ci les freine au moyen d'une « tension H. F. » de valeur instantanée V_0. L'organe oscillant collecteur d'énergie ayant toujours une surtension relativement élevée, cette tension H. F. est sinusoïdale quelle que soit la forme des paquets et il est donc nécessaire, pour que la condition précédente soit remplie, que l'amplitude U_2 de la tension H. F. soit égale à V_0. Cette circonstance, qui réduit au maximum les pertes dans le circuit du collecteur, est également favorable si le paquet n'est pas infiniment étroit. Le rendement est, en effet, encore de 90 % dans ce cas, si le paquet d'électrons, supposé homogène, traverse le collecteur dans un intervalle de phase de $\frac{\pi}{2}$.

Comme il a été indiqué précédemment [5], pour que tous les électrons entrés en une période dans le rassembleur passent ensemble dans le collecteur, il faut que le temps de transit entre l'entrée dans le collecteur et la sortie du rassembleur obéisse à une loi déterminée. Si l'on appelle T ce temps de transit, t_1 l'époque d'entrée dans le rassembleur, t_2 l'époque d'entrée dans le collecteur et si l'on pose $\varphi_1 = \omega t_1$, $\varphi_2 = \omega t_2$, $\tau = \omega T$, la condition de passage simultané dans le collecteur est satisfaite si τ est représenté, en fonction de φ_1, par une courbe en dents de scie (*fig.* 1) à laquelle correspond le développement en série de Fourier :

$$(1)\qquad \tau = 2\left[\sin\varphi_1 + \sin\frac{2\varphi_1}{2} + \ldots + \frac{\sin n\varphi_1}{n} + \ldots\right].$$

Dans le cas des tubes à deux champs séparés pour lesquels la profondeur de modulation de vitesse est

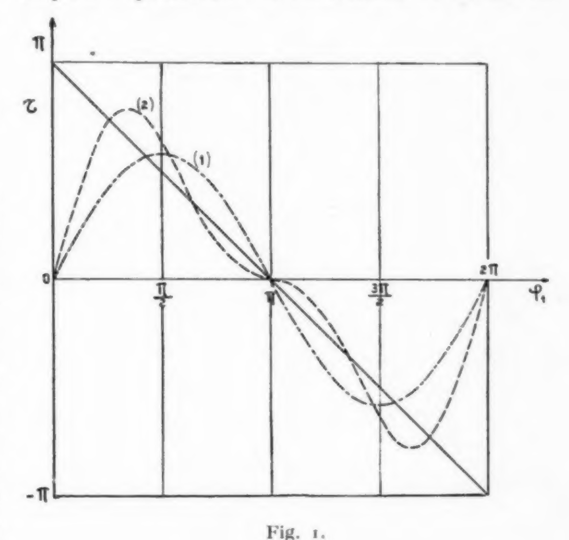


Fig. 1.

très petite et la durée des temps de transit dans les champs H. F. négligeable, δ étant le degré de rassemblement, le temps de transit dans l'espace de glissement est de la forme

$$(2)\qquad \tau = \delta \sin\varphi_1,$$

et c'est cette forme (sinusoïdale) qui conduit au rendement de conversion optimum de 58 % pour

[1] Les meilleures valeurs obtenues expérimentalement par les auteurs sur un klystron auto-oscillateur à deux cavités sont de l'ordre de 30 % et concernent des tubes fonctionnant à 40 cm de longueur d'onde, avec un débit H. F. (200 W) faible devant le débit maximum qui est possible à cette longueur d'onde [2].

une valeur de δ égale à 1,84. La dent de scie du temps de transit idéal est alors remplacée par une sinusoïde qui n'en donne qu'une approximation lointaine, comme le montre la courbe en trait mixte de la figure 1.

On obtient évidemment une amélioration si la commande de vitesse imprimée au faisceau est telle que le temps de transit corresponde aux deux premiers termes de l'expression (1). En effet, pour une durée de transit de la forme

$$\tau = a_1 \sin \varphi_1 + a_2 \sin(2\varphi_1 + \alpha) + \text{const.},$$

le rendement de conversion est donné, pour $U_2 = V_0$, par

$$(3) \quad \rho = \left| \quad J_1(a_1) \left\{ J_0(a_2) \quad + J_1(a_2) e^{-j\alpha} \right\} + J_3(a_1) \left\{ J_1(a_2) e^{j\alpha} - J_2(a_2) e^{-2j\alpha} \right\} + \ldots \right|.$$

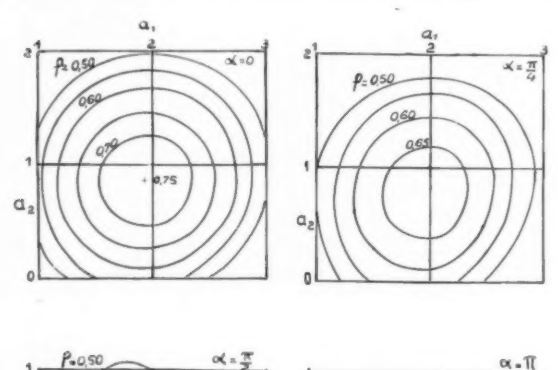
Ce rendement passe par un maximum voisin de 0,74 pour $\alpha = 0$, $a_1 = 1,9$, $a_2 = 0,9$.

Sur la figure 1, la courbe en traits interrompus correspond à la partie variable du temps de transit

$$\tilde{\tau} = 1,9 \sin \varphi_1 + 0,9 \sin 2\varphi_1,$$

et, bien entendu, s'approche de la courbe idéale, mieux que ne le fait celle qui correspond à l'équation (2).

La figure 2, qui représente, par des courbes d'égale valeur, ρ en fonction de a_1 et a_2 pour différentes valeurs de α, montre avec quelle rigueur la



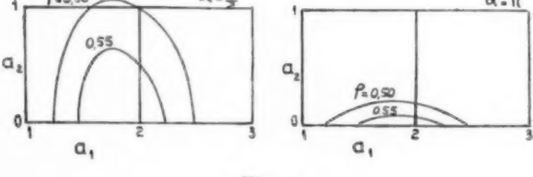


Fig. 2.

condition optimum $a_1 = 1,9$, $a_2 = 0,9$, $\alpha = 0$, doit être satisfaite pour que le rendement ne s'écarte pas trop de sa valeur optimum.

Pour que la relation de temps de transit (1) soit satisfaite par une modulation de vitesse produite par un rassembleur étroit, il faudrait que cette modulation de vitesse Δv soit de la forme

$$(4) \qquad (1 + \Delta v)\tau = \Lambda,$$

où Δv représente la variation de la vitesse d'un électron autour de sa vitesse moyenne v_0, rapportée à cette vitesse moyenne, et Λ la longueur exprimée en angle de transit de l'espace de glissement qui sépare le rassembleur du collecteur. La figure 3 représente la loi de variation en fonction du temps de la « tension » aux bornes du rassembleur qui satisfait à la condition (4). La forme de cette loi dépend de la longueur Λ de l'espace de glissement.

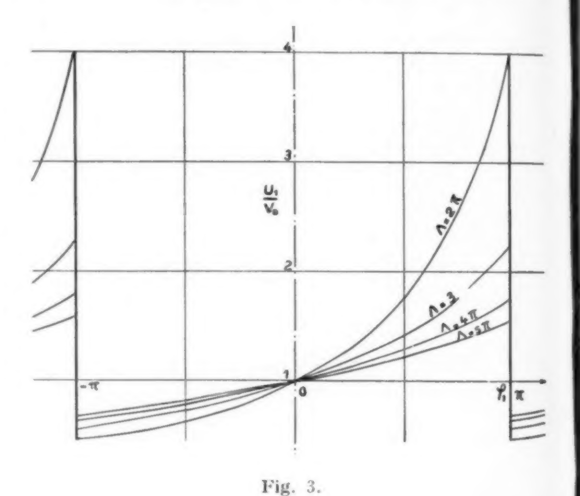


Fig. 3.

Si l'on suppose Δv petit, et donc Λ grand, la forme de cette loi, qui est alors la même pour Δv, tend vers la « dent de scie » que représente la figure 4. Cette forme de « modulation de vitesse » ne peut être directement imprimée au faisceau au moyen d'un champ unique caractérisé par un angle de transit petit et une « tension » H. F. d'amplitude faible parce que, en U. H. F., on ne sait pas encore produire de tensions variant périodiquement suivant la loi correspondante et que l'on ne dispose, pour créer ces champs, que d'organes résonnants à haute surtension, ne pouvant créer que des tensions sinusoïdales. Néanmoins, par divers moyens, dont le plus immédiat consiste à superposer dans le faisceau plusieurs perturbations de vitesses sinusoïdales consécutives, on peut faire en sorte qu'à l'entrée dans l'espace de glissement, la vitesse des électrons varie dans le temps suivant une loi voisine de celle que représente la figure 3. Des paquets

d'électrons se forment alors par compression uniforme des tranches successives de longueur 2π; lorsque la longueur d'un tel tronçon de faisceau traversant le modulateur en une période a été réduite à une fraction α de sa longueur initiale, la densité dans le paquet correspondant a une valeur $-\frac{\rho_0}{\alpha}$, $-\rho_0$ étant la valeur initiale de la densité de charge d'espace.

Bien entendu, pour la modulation de vitesse en dents de scie, comme pour la modulation de vitesse sinusoïdale, il existe un facteur de groupement optimum (évidemment égal à 1) reliant la fréquence, la vitesse moyenne des électrons et l'amplitude de la variation de vitesse à la longueur de l'espace de glissement; pour des valeurs inférieures ou supérieures, les électrons d'un cycle ne sont pas tous réunis en un paquet infiniment étroit et le rendement de conversion ne peut atteindre l'unité.

Nous avons supposé la modulation de vitesse peu profonde et par conséquent la longueur géométrique de l'espace de glissement très grande. Pratiquement, on peut produire de longs faisceaux électroniques rectilignes en les focalisant extérieurement par un champ magnétique uniforme parallèle à leur axe; mais, quand ils ont été modulés dans leur vitesse, il se développe toujours au sein de tels faisceaux des forces de dégroupement H. F. qui modifient la forme des paquets en cours de formation et qui imposent ainsi une limitation à la longueur du glissement. La modification éventuelle que ces phénomènes peuvent apporter au rendement de conversion sera maintenant étudiée.

3. **Effets de la charge d'espace dans le cas d'une modulation en « dents de scie » peu profonde.**

La méthode d'analyse utilisée sera la même que celle que les auteurs ont déjà employée dans le cas de la modulation de vitesse sinusoïdale [6], cette méthode ne postulant pas une forme particulière de la perturbation initiale. Comme, d'une manière générale, la représentation et l'étude des effets de dégroupement dans les faisceaux électroniques à axes rectilignes sont très simplifiées quand on les suppose infiniment larges dans la direction transversale à celle de leur écoulement, on étudiera d'abord ce cas particulier. Comme dans le cas de la modulation de vitesse sinusoïdale, on admettra, pour la modulation en dents de scie, une amplitude faible et l'on supposera par ailleurs que, dans le faisceau, sont présents et pratiquement immobiles, des ions positifs dont les effets compensent ceux de la partie continue de la charge spatiale électronique. Dans ces conditions, l'observateur qui accompagne les électrons se déplaçant avec une vitesse d'ensemble v_0 le long de l'axe Oz du faisceau, trouve, à l'origine, la modulation de vitesse représentée par des flèches à la partie supérieure de la figure 4 et voit les électrons se grouper ensuite autour des points d'abscisse $z = 2n\pi$ (cette abscisse étant exprimée dans ce qui suit comme toutes les longueurs, en temps de transit, c'est-à-dire en multipliant les longueurs géométriques par $\frac{\omega}{v_0}$). Les forces qui s'exercent sur un électron d'écart z_0 au centre d'un paquet, sont, quel que soit l'électron considéré, proportionnelles à z_0 et le groupement d'un paquet s'effectue en présence des forces de charge d'espace d'une manière analogue à ce qui se passerait si ces forces étaient négligeables, mais suivant une loi dans le temps différente. Le temps qui s'écoule depuis le début de la formation d'un paquet mesure l'espace Λ dans le tube de glissement et la loi du mouvement d'un électron peut s'écrire (¹) (pour le paquet d'électrons situé dans l'intervalle $-\pi < z < \pi$),

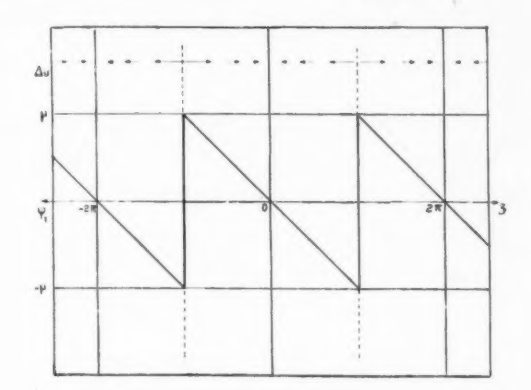


Fig. 4.

$$\frac{d^2 z}{d\Lambda^2} = \frac{\Omega^2}{\omega^2}(z_0 - z), \tag{5}$$

(¹) z étant la seule variable, l'équation de Poisson s'écrit

$$\frac{d^2 \overline{V}}{d\overline{z}^2} = \frac{\overline{\rho}}{\varepsilon_0},$$

où V, $\overline{z}$, $\overline{\rho}$, représentent les vraies valeurs du potentiel, de l'abscisse et de la densité de charge.

En introduisant les grandeurs réduites

$$V = \frac{\overline{V}}{V_0}, \qquad z = \frac{\omega \overline{z}}{v_0}, \qquad \rho = \frac{\overline{\rho}}{\rho_0},$$

avec les conditions initiales

$$\Lambda = 0, \qquad z = z_0, \qquad \frac{dz}{d\Lambda} = -\mu z_0,$$

où μ est l'amplitude de la modulation de vitesse.

On en tire la loi du mouvement

$$z = z_0\left[1 - \mu\frac{\omega}{\Omega}\sin\frac{\Omega}{\omega}\Lambda\right]$$

ou, en posant

$$\Lambda\mu = \delta\frac{\Omega}{\omega\mu} = h_0,$$

$$(7) \qquad z = z_0\left[1 - \frac{\sin h_0\delta}{h_0}\right].$$

Cette expression, comparée à celle que l'on obtient lorsque les effets de charge d'espace sont négligeables

$$(8) \qquad z = z_0(1 - \delta),$$

montre que le groupement est ralenti par suite des effets de charge d'espace, mais aussi que celui-ci peut se poursuivre jusqu'à correspondre à un paquet infiniment étroit, à la condition que $\frac{\sin h_0\delta}{h_0}$ puisse atteindre l'unité, c'est-à-dire que h_0 soit plus petit que l'unité.

Si $h_0 = 1$, le groupement fournit un paquet infiniment mince pour $\delta = \frac{\pi}{2}$, alors qu'en l'absence d'effets de dégroupement ($h_0 = 0$) cela se fait pour $\delta = 1$. Pour $h_0 > 1$, le groupement s'arrête à partir de $h_0\delta = \frac{\pi}{2}$ le paquet ayant alors atteint une fraction $\alpha = 1 - \frac{1}{h_0}$ de son épaisseur initiale.

En pratique, le faisceau électronique d'un tube à modulation de vitesse est limité transversalement et, le plus souvent, on peut le considérer comme un cylindre circulaire de diamètre $2a$ entouré d'une électrode de diamètre $2b$; les effets de la charge d'espace au voisinage de l'axe sont alors différents de ceux qui se produisent au bord. Nous supposerons, pour évaluer ces effets de façon approchée, que les paquets gardent la même forme qu'en l'absence de charge d'espace, mais avec une évolution dans le temps différente et qui peut varier du centre au bord du faisceau.

Dans un faisceau de diamètre $2a$ entouré d'une électrode métallique de diamètre $2b$ et comportant un faisceau d'ions homogène de densité ρ_0 et des paquets d'électrons de longueur $2\pi\alpha$ et de densité $-\frac{\rho_0}{\alpha}$ (*fig.* 5), la répartition de potentiel est donnée, comme

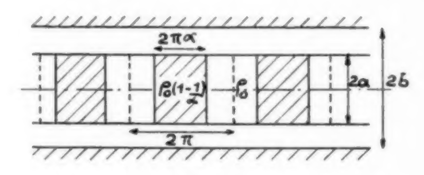


Fig. 5.

il est connu [6], par l'expression

$$(9) \qquad V = -2\frac{\Omega^2}{\omega^2}\sum_{1}^{\infty}{}_n\frac{A_n}{n^2}\left[1 - \frac{I_0(nr)}{I_0(na)}F_n\right]\cos nz,$$

V étant le potentiel rapporté au potentiel continu V_0 d'accélération des électrons et avec (¹)

$$A_n = 2\frac{\sin n\alpha\pi}{n\alpha\pi},$$

$$F_n = \frac{K_1(na)I_0(nb) - K_0(nb)I_1(na)}{K_1(na)I_0(na) - K_0(na)I_1(na)}\,\frac{I_0(na)}{I_0(nb)}.$$

---

il vient

$$\frac{\omega^2 V_0}{v_0^2}\frac{d^2V}{dz^2} = \frac{\rho_0\rho}{\varepsilon_0},$$

et comme

$$\frac{V_0}{v_0^2} = \frac{m}{2e},$$

$$\frac{d^2V}{dz^2} = 2\frac{\Omega^2}{\omega^2}\rho,$$

avec

$$\Omega^2 = \frac{e}{m\varepsilon_0}\rho_0 = 1{,}83.10^{10}\,I^{\frac{1}{2}}\,V_0^{-\frac{1}{4}},$$

I étant la densité du courant en A : cm² et V_0 la tension en V.

Puisque la charge d'espace continue due aux électrons est supposée neutralisée par celle des ions positifs, on a

$$\frac{d^2V}{dz^2} = 2\frac{\Omega^2}{\omega^2}(\rho - 1).$$

Avec les notations utilisées dans le texte et comme $\ddot{z}$ doit être nul par symétrie lorsque $z = 0$, l'équation de mouvement prend la forme

$$\ddot{z} = \frac{1}{2}\frac{dV}{dz} = \frac{\Omega^2}{\omega^2}\int_0^z(\rho - 1)\,dz,$$

$\int_0^z \rho\,dz$ représente la totalité des électrons contenus dans la tranche (0, z) à l'instant t; tant qu'il n'y a pas de chevauchement des trajectoires, ces électrons sont contenus à l'instant initial dans la tranche (0, z_0) et en intégrant, il vient

$$\int_0^z \rho\,dz = \int_0^{z_0} dz = z_0, \qquad \text{d'où} \qquad \ddot{z} = \frac{\Omega^2}{\omega^2}(z_0 - z).$$

(¹) On a ici $A_n = \rho_n$, ρ_n représentant la composante d'ordre n de la décomposition en série de Fourier de la fonction ρ satisfaisant aux conditions

$\rho = 1 - \frac{1}{\alpha}$ pour $-\pi\alpha < z < \pi\alpha$,

$\rho = 1$ pour $-\pi < z < -\pi\alpha$ et $\pi\alpha < z < \pi$,

fonction qui s'écrit

$$\rho = 2\sum_{1}^{\infty}{}_n\frac{\sin n\pi\alpha}{n\pi\alpha}\cos nz.$$

A cette distribution de potentiel correspond une loi de mouvement

$$(10)\qquad \frac{d^2 z}{d\delta^2} = h_0^2 \sum_1^\infty {}_n \frac{A_n}{n}\left[1 - \frac{I_0(nr)}{I_0(na)} F_n\right] \sin n z,$$

qui redonne la loi de mouvement (5) correspondant à un faisceau infiniment large en faisant $\frac{I_0(nr)}{I_0(na)} = 0$. L'influence du terme en $\sin z$ étant prépondérante dans l'expression (10), on peut, de façon approchée, écrire

$$(11)\qquad \frac{d^2 z}{d\delta^2} = h_0^2\left[1 - \frac{I_0(r)}{I_0(a)} F_1\right] \sum_1^n {}_n \frac{\sin n z}{n}$$

$$= h_0^2\left[1 - \frac{I_0(r)}{I_0(a)} F_1\right](z - z_0),$$

et les résultats sont alors formellement les mêmes que dans le cas du faisceau infiniment large, à condition d'y remplacer h_0^2 par

$$(12)\qquad h^2 = h_0^2\left[1 - \frac{I_0(r)}{I_0(a)} F_1\right].$$

Dans ces conditions, on voit se manifester alors deux effets qui tendent à diminuer le rendement de conversion :

1° Si $h^2 > 1$, le paquet ne peut plus devenir infiniment étroit. Ceci se produira, pour un faisceau donné, d'autant plus facilement que l'électrode métallique sera plus éloignée des bords du faisceau. En appelant h' la valeur de h au centre du faisceau

$$(13)\qquad h'^2 = h_0^2\left[1 - \frac{F_1}{I_0(a)}\right],$$

on pourra admettre que cet effet cesse d'être négligeable lorsque la largeur du paquet, au centre du faisceau, est limitée au quart de sa valeur initiale (ce qui multiplie le facteur de groupement par 0,9), c'est-à-dire lorsque

$$(14)\qquad h'_{b=\infty} > \frac{4}{3}.$$

2° Le dégroupement est différent sur l'axe et sur les bords du faisceau. On peut admettre que cet effet, qui est le plus important lorsque le faisceau lèche l'électrode métallique ($b = a$), ne peut plus être négligé lorsque la largeur d'un paquet, nulle au bord, est de l'ordre de $0,7\,\pi$ sur l'axe; ceci multiplie également le facteur de groupement par environ 0,9 et correspond à la condition

$$\frac{\sin h'_{b=a}}{h'_{b=a}} < 0,65,$$

soit

$$(15)\qquad h'_{b=a} > 1,5.$$

Les conditions (14) et (15) fixent, en fonction de a, les valeurs admissibles pour h_0, valeurs qui sont reproduites sur la figure 6. De ces valeurs et des valeurs de δ correspondantes $\left(\text{qui sont } \delta = \frac{3\pi}{8}\right.$ dans le premier cas et $\delta = 1$ dans le second$\left.\right)$, on peut tirer les longueurs maxima des espaces de glissement au delà desquels les effets de dégroupement par la charge d'espace diminuent notablement le rendement de conversion pour un tube fonctionnant sur une longueur d'onde donnée et avec un courant, une tension et un diamètre de faisceau déterminés.

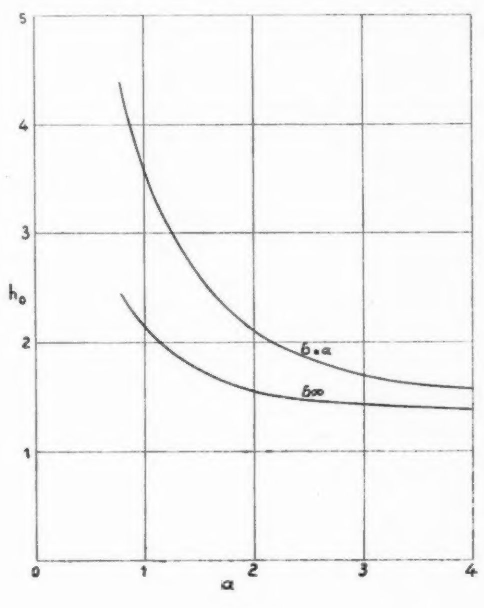


Fig. 6.

Si, par exemple, l'on considère un tube fonctionnant sous 10 kV, avec un courant de 1 A, pour une longueur d'onde de 10 cm et avec un diamètre de faisceau de 6 mm (correspondant à $a = 0,95$), on obtient respectivement des longueurs d'espace de glissement de 4,5 et 6,5 cm.

Nous avons supposé, jusqu'ici, qu'il y avait, dans le faisceau une charge d'espace moyenne nulle due à la présence simultanée d'ions et d'électrons. Cette hypothèse est légitimée dans une certaine mesure parce que les ions produits, lors des collisions entre les électrons et les molécules de gaz résiduels, diffusent continuellement et lentement vers le centre du faisceau jusqu'à ce qu'un état d'équilibre soit atteint. Cette neutralisation par les ions positifs de la charge d'espace moyenne créée par les électrons

pourra être incomplète et ceci fait apparaître une autre cause possible de diminution du rendement. Il naît alors, en effet, un creux de potentiel sur l'axe du faisceau, qui introduit des différences entre les vitesses moyennes des électrons sur l'axe et au bord du faisceau, provoquant ainsi un déphasage entre les courants alternatifs qui traversent une même section du faisceau.

En nous plaçant dans le cas extrême où il n'existerait pas d'ions positifs, la variation relative de vitesse entre le centre et le bord du faisceau serait approximativement donnée par [7]

$$\frac{\Delta v_0}{v_0} = \frac{1}{4}\frac{\Omega^2}{\omega^2}a^2.$$

Cet effet devient important lorsqu'il introduit un déphasage de l'ordre de $\frac{\pi}{2}$; il limite donc la longueur de glissement Λ à la valeur

$$\Lambda < \frac{2\pi\omega^2 a^2}{\Omega^2},$$

valeur qui est, en général, très supérieure aux limitations imposées par le dégroupement des paquets.

La limitation de la longueur de l'espace de glissement a pour effet d'imposer une valeur finie (plus ou moins élevée) aux amplitudes des tensions aux bornes des rassembleurs et donc d'introduire une valeur également finie à la puissance H. F. nécessaire pour la commande, c'est-à-dire pour la création de paquets d'électrons au sein de leur flux initialement uniforme. Dans ce phénomène, réside, pour un amplificateur, la cause d'un maximum de gain et d'une diminution du rendement total de conversion.

Par ailleurs, l'existence d'une valeur finie relativement élevée de l'amplitude de la tension H. F. aux bornes du rassembleur (ou des rassembleurs quand plusieurs de ceux-ci sont utilisés) peut introduire directement et même sans tenir compte des éventuels effets de débordement du champ, de notables différences dans les vitesses des électrons constituant un même paquet; on trouve là également une cause de réduction du rendement de conversion. Si, par exemple, les vitesses des électrons d'un paquet sont comprises, au moment de la traversée du collecteur (supposé très étroit) entre $(1-\mu)\,v_0$ et $(1+\mu)\,v_0$ l'amplitude de la tension alternative de prélèvement d'énergie doit être abaissée à $V_0\,(1-2\,\mu)$ pour que les électrons les plus lents ne soient pas réfléchis par le champ du collecteur. Cet effet conduit donc à multiplier le rendement par un facteur, inférieur à l'unité, égal en ordre de grandeur de $1-2\mu$.

Pour les deux exemples numériques indiqués précédemment, cela revient à introduire dans les rendements des coefficients respectivement égaux à 0,84 et 0,9.

Dans les cas pratiques, cet effet peut donc être important, ce qui montre que les conditions optima définies plus haut ne correspondent qu'à des modulations de vitesse très petites.

4. Groupement idéal des électrons dans le cas d'une modulation de vitesse profonde.

Lorsque les paquets électroniques comportent des électrons de vitesses très différentes, le rendement ne peut atteindre l'unité que si ces électrons passent à des phases différentes dans le collecteur, de façon que le champ qui les freine soit juste suffisant pour les amener à une vitesse nulle. Par exemple, le champ H. F. d'un collecteur infiniment étroit aux bornes duquel règne la tension d'amplitude U_2 pourra amener jusqu'à une vitesse nulle, au moment où il est le plus retardateur, des électrons de vitesse $v_2 = \sqrt{U_2}$, U_2 étant rapporté à la tension V_0 d'accélération des électrons et v_2 à la vitesse correspondante. Le même champ ralentira complètement les électrons de vitesse $v < v_2$ si ceux-ci passent à une distance $\Delta\varphi$ de la phase maximum du champ retardateur, telle que $\cos\Delta\varphi = \frac{v^2}{v_2^2}$. Si l'électron de vitesse v passe avec un écart de phase $\Delta\varphi' < \Delta\varphi$, il est réfléchi par le champ H. F. et quitte celui-ci avec une vitesse égale à sa vitesse d'entrée : le rendement d'échange d'énergie pour cet électron est donc nul. Si un électron passe dans une phase $\Delta\varphi' > \Delta\varphi$, il n'est pas complètement freiné et le rendement qui lui correspond est $\frac{\cos\Delta\varphi'}{\cos\Delta\varphi}$, rendement qui s'annule pour $|\Delta\varphi'| = \frac{\pi}{2}$ et qui devient négatif pour $\frac{\pi}{2} < |\Delta\varphi'| < \pi$. La figure 7 résume cette discussion, en montrant comment varient les rendements partiels ρ_p d'échange d'énergie des électrons en fonction de $\frac{v}{v_2}$ et de $\Delta\varphi'$. Le rendement global d'échange d'énergie dans le collecteur ρ_t correspond à la valeur moyenne de $v^2\rho_p$, cette valeur moyenne étant calculée pour tous les électrons du faisceau. La relation optimum entre la vitesse et la phase d'entrée dans le collecteur est représentée par la courbe $\rho_p = 1$ de la figure 7. Cette courbe traduit une relation imposée entre $\frac{v}{v_2}$ et $\Delta\varphi$; la relation entre v et $\Delta\varphi$ dépend de v_2,

c'est-à-dire de l'amplitude de la tension H. F. créant le champ du collecteur d'énergie.

La forme de la relation entre $\frac{v}{v_2}$ et $\Delta\varphi$ que la figure 7 représente dans le cas limite d'un champ infiniment étroit, dépend elle-même de la largeur du champ collecteur. Non seulement la courbe $\rho_p = 1$ a une forme qui varie avec la largeur du champ, mais les variations du rendement autour de cette courbe optimum présentent un caractère différent;

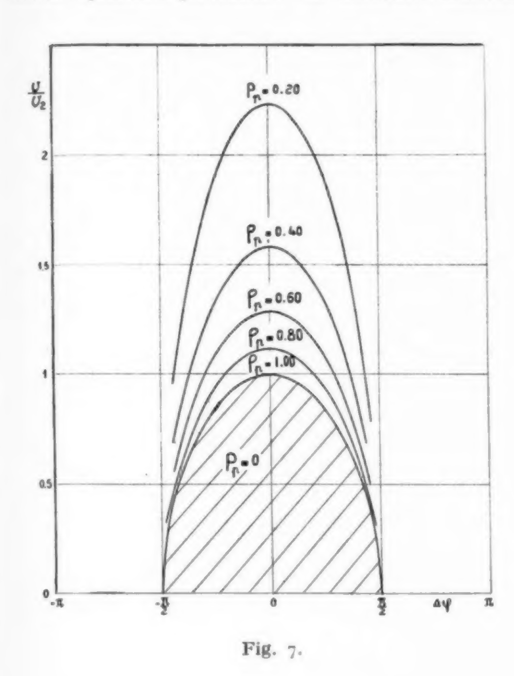


Fig. 7.

lorsqu'on augmente la largeur du champ, on voit, en particulier, disparaître (au moins partiellement) la discontinuité du rendement au voisinage de la courbe optimum $\rho_p = 1$, discontinuité qui, dans le cas d'un champ infiniment étroit, rend critiques les conditions optima.

Un rendement de conversion égal à l'unité peut donc être également réalisé si le faisceau a subi une modulation de vitesse profonde; les paquets d'électrons qui permettent d'obtenir un tel rendement ne sont plus infiniment étroits et la forme que l'on doit leur donner dépend de la largeur du champ du collecteur d'énergie; l'utilisation pour celui-ci d'une largeur finie peut, dans ce cas, présenter des avantages sur l'emploi d'un collecteur à champ infiniment étroit, contrairement à ce que l'on trouve dans le cas d'une modulation de vitesse sinusoïdale de faible profondeur [8].

5. **Dispositifs permettant d'améliorer le groupement.**

De ce qui précède, on peut conclure que ni les effets de la charge d'espace, ni ceux d'une modulation de vitesse profonde, n'interdisent l'obtention d'un rendement de conversion voisin de l'unité. Ces deux phénomènes se traduisent seulement par une limitation des domaines dans lesquels on peut faire varier certains des paramètres du tube et par une modification de la forme optimum des paquets d'électrons, il doit donc être possible, en améliorant la forme des paquets d'électrons, d'augmenter le rendement de conversion.

D'après les résultats de l'étude de la modulation de vitesse idéale [5] rappelés au paragraphe 2, il apparaît qu'un groupement aussi parfait que possible et un rendement de conversion proche de l'unité pourraient être obtenus, en principe, en utilisant pour le rassemblement une suite de champs H. F. étroits; ceux-ci, accolés par construction, étant produits avec la fréquence, les amplitudes et les phases convenables, au moyen de sources extérieures utilisées comme l'indique schématiquement la figure 8.

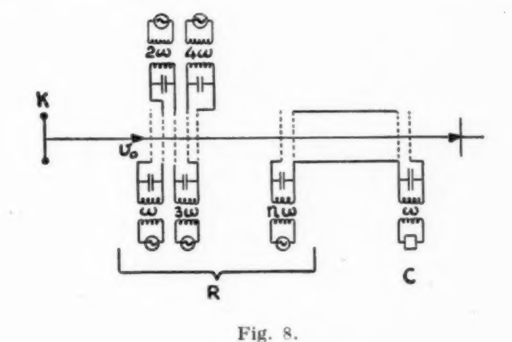


Fig. 8.

Un tel système est évidemment impossible à réaliser pratiquement d'une façon parfaite, mais on a vu précédemment que l'introduction, dans l'expression du temps de transit τ (à côté du terme en sin φ_1 qui existe seul dans le cas des tubes à rassembleur étroit unique et à modulation de vitesse peu profonde) d'un terme en sin $2\varphi_1$ suffirait pour faire passer, dans le cadre des hypothèses admises, le rendement de conversion de 0,58 à 0,74; on a donc pu penser pouvoir augmenter notablement le rendement de tubes habituels en introduisant, dans ceux-ci, un paramètre réglable de façon convenable.

Le premier moyen proposé à cet effet a été (dans le tube dit Prionotron [9], [10]), d'accoler au rassem-

bleur habituel du klystron à deux cavités, une cavité accordée sur la fréquence double et excitée soit intérieurement, soit extérieurement; le rôle de cette cavité supplémentaire étant de développer directement l'harmonique 2 dans la modulation de vitesse électronique de manière à obtenir, à l'entrée du tube de glissement, la variation de vitesse correspondant à la courbe 2 de la figure 1.

La mise en œuvre du principe du « Prionotron », suivant les dispositions originales correspondant au schéma de la figure 9, révèle deux inconvénients

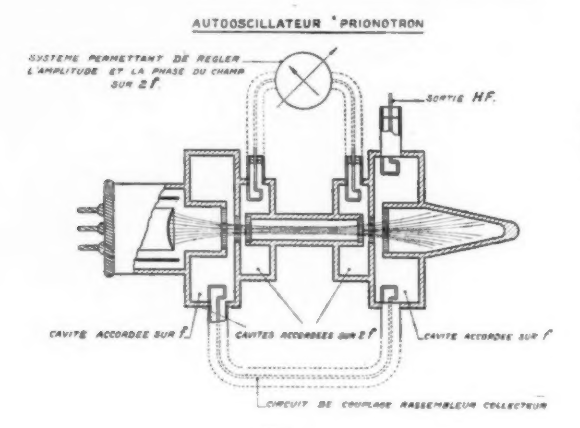


Fig. 9.

dont l'importance devient grande dans le cas des tubes de très grande puissance :

a. Pour qu'ils puissent agir convenablement, les deux champs H. F. de commande doivent être bien délimités et bien séparés l'un de l'autre et cela oblige à utiliser des grilles à faible transparence, qui, d'une part, sont incompatibles avec une haute densité d'énergie cinétique dans le faisceau électronique et qui, d'autre part, nuisent au rendement à cause des électrons qu'elles captent directement.

b. Qu'elle soit produite extérieurement ou intérieurement, l'excitation supplémentaire sur une fréquence double de la fréquence de travail demande des réglages nombreux, difficiles à réaliser et à maintenir.

Ces deux inconvénients sont atténués considérablement en créant le champ de commande supplémentaire dans une cavité « flottante » relativement éloignée du premier rassembleur (assez éloignée pour que, d'une part, le faisceau soit, lorsqu'il y pénètre, suffisamment modulé *en densité*, pour que la tension H. F. qui apparaît atteigne une valeur notable et pour, d'autre part, éviter la superposition des champs H. F.).

Ainsi disposé, le second rassembleur à champ étroit a pour rôle d'ajouter, dans les paquets créés par le premier rassembleur, un certain nombre d'électrons qui n'y étaient pas réunis. Le schéma du système est celui de la figure 10; il correspond au

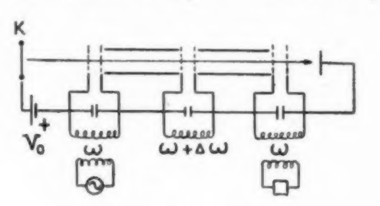


Fig. 10.

système idéal de la figure 11 de la même façon que se correspondent les systèmes des figures 8 et 9 [1].

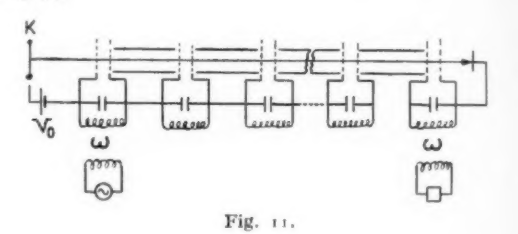


Fig. 11.

Un autre moyen d'améliorer le groupement des électrons produits dans un T. M. V. à deux champs H. F. séparés, consiste à abandonner la condition de faible largeur électrique habituellement considérée comme avantageuse et à profiter des effets qui résultent de la modulation de vitesse non sinusoïdale ainsi produite; effets qui, dans certains cas, comportent un groupement appréciable se produisant dans le rassembleur lui-même, c'est-à-dire avant l'injection des électrons dans l'espace de glissement.

---

[1] Du fait de la multiplicité des fentes d'interaction distribuées le long du faisceau et séparées également par des espaces de glissement, le système de la figure 11 a une certaine ressemblance avec certains autres T. M. V. décrits antérieurement [2], mais, dans ces derniers, qui fonctionnent approximativement comme des accélérateurs à résonance inversés, le mécanisme de fonctionnement est différent : les fentes (à l'exception de la deuxième dans le cas de l'amplificateur) sont alimentées à partir d'un organe oscillant commun et jouent à la fois le rôle de rassembleuses d'électrons et de collectrices d'énergie H. F. De même, il y a une certaine analogie entre le schéma de la figure 11 et celui par lequel onpeut représenter certains tubes à propagation d'ondes, mais cette analogie est encore plus lointaine que la précédente du fait des différences essentielles qui existent dans les mécanismes de fonctionnement et qui imposent que soient données aux facteurs déterminants des valeurs également très différentes.

L'étude des procédés permettant d'améliorer le rendement sera maintenant faite sur deux cas particuliers, parmi ceux qui viennent d'être cités et qui correspondent à un mode de réalisation simple : celui du rassemblement par un champ large et celui du double rassemblement produit par deux organes oscillants séparés.

II. — Tubes comportant un rassembleur unique a champ large.

6. Rappel de quelques résultats concernant l'expression et le calcul du rendement de conversion.

Nous considérons (*fig.* 12) un « rassembleur » R constitué par un ou plusieurs champs H. F. et un « collecteur » C constitué par un champ H. F.

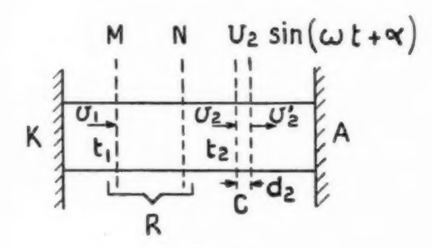


Fig. 12.

Ces champs H. F. sont limités par des grilles planes, parallèles et, cependant, parfaitement transparentes. Le faisceau électronique, issu de la cathode K, est accéléré par une tension continue V_0, appliquée entre la cathode K et la première grille M du rassembleur. Au delà de cette grille, les seuls champs appliqués au faisceau électronique sont des champs H. F.

Un électron, entré à l'époque t_1 dans le rassembleur avec la vitesse v_1 subit l'action de champs H. F. séparés par des espaces de glissement, atteint la première grille P du collecteur à l'époque t_2 et avec une vitesse v_2 et quitte le collecteur avec une vitesse v'_2. Au cours de la traversée du collecteur son énergie cinétique a donc diminué de $\frac{1}{2} m (v_2^2 - v_2'^2)$, cette énergie devant se retrouver sous forme d'énergie H. F. dans le collecteur. Si T est la période des oscillations, l'énergie reçue par le champ H. F. du collecteur pendant une période vaut donc

$$\sum_T \frac{1}{2} m (v_2^2 - v_2'^2),$$

la somme étant étendue aux électrons qui traversent le collecteur pendant une période. Ces électrons possédaient à l'entrée une énergie cinétique égale à

$$\sum_T \frac{1}{2} m v_1^2.$$

Le rendement de conversion vaut donc

$$\rho = \frac{\sum_T (v_2^2 - v_2'^2)}{\sum_T v_1^2}. \tag{16}$$

L'expression (16) est tout à fait générale et suppose simplement l'existence d'une période T dans le dispositif.

Les électrons n'ayant subi aucune action H. F. avant leur entrée dans le rassembleur, le faisceau au niveau de la grille M est homogène et composé d'électrons de vitesse $v_0 = \sqrt{\frac{2e}{m} V_0}$. Il entre dans le rassembleur, pendant un intervalle de temps dt_1, $N dt_1$ électrons qui possèdent l'énergie cinétique $\frac{1}{2} m v_0^2 \, N dt_1$; ces électrons cèdent au collecteur une énergie $\frac{1}{2} m (v_2^2 - v_2'^2) N dt_1$ et l'expression (16) peut donc, en tenant compte du fait que M représente l'entrée dans le dispositif H. F., se mettre sous la forme

$$\rho = \frac{1}{T} \int_T \left[\left(\frac{v_2}{v_0} \right)^2 - \left(\frac{v'_2}{v_0} \right)^2 \right] dt. \tag{17}$$

L'évaluation de cette expression suppose que l'on a exprimé les vitesses v_2 et v'_2 avec lesquelles un électron particulier entre et sort du collecteur en fonction de son époque d'entrée t_1 dans le rassembleur. L'action sur les électrons des divers champs H. F. se traduit donc dans l'expression (17) par la forme des fonctions $v_2(t_1)$ et $v'_2(t_1)$.

Si la « tension aux bornes » du collecteur est $U_2 \sin(\omega t + \alpha)$, il est possible de déterminer la variation d'énergie cinétique qu'impose le champ H. F. du collecteur à un électron qui y pénètre à l'époque t_2 avec la vitesse v_2. Cette variation d'énergie cinétique est une fonction, impossible à exprimer en général sous forme analytique, de v_2, U_2, t_2, de la distance d des grilles du collecteur et de la fréquence de fonctionnement. Par contre, si l'on suppose que le champ est très étroit, les deux grilles étant alors infiniment voisines, l'électron franchit, de façon instantanée, le saut de potentiel $U_2 \sin(\omega t_2 + \alpha)$ et la variation d'énergie cinétique s'exprime simplement par

$$\frac{1}{2} m (v^2 - v'^2) = - e U_2 \sin(\omega t_2 + \alpha).$$

En introduisant cette expression dans l'équation (17), en y remplaçant v_0^2 par $\frac{2e}{m} V_0$ et en exprimant les époques t_1 et t_2 par l'intermédiaire des phases $\varphi_1 = \omega t_1$ et $\varphi_2 = \omega t_2$, le rendement de conversion prend la forme

$$(18) \qquad \rho = -\frac{U_2}{V_0}\frac{1}{2\pi}\int_0^{2\pi}\sin(\varphi_2+\alpha)\,d\varphi_1.$$

Cette expression suppose que tous les électrons traversent effectivement le collecteur; aucun d'entre eux n'étant « réfléchi » par le champ H. F., ce qui implique que, pour tous les électrons, on ait

$$\frac{v_2^2}{v_0^2} > -\frac{U_2}{V_0}\sin(\varphi_2+\alpha).$$

Cette condition fixe, en fonction de α, la valeur maximum de $\frac{U_2}{V_0}$ admissible. Si v_m représente la valeur minimum de $\frac{v_2}{v_0}$, la condition précédente sera certainement satisfaite si

$$(19) \qquad \frac{U_2}{V_0} \leq v_m^2.$$

Le deuxième facteur de l'expression (18)

$$\frac{1}{2\pi}\int_0^{2\pi}\sin(\varphi_2+\alpha)\,d\varphi_1$$

peut être rendu maximum par un choix convenable de α. Cette valeur maximum vaut

$$(20) \qquad f = \sqrt{A^2+B^2} \text{ avec } \begin{cases} A = \frac{1}{2\pi}\int_0^{2\pi}\sin(\varphi_2+\alpha)\,d\varphi_1, \\ B = \frac{1}{2\pi}\int_0^{2\pi}\cos(\varphi_2+\alpha)\,d\varphi_1, \end{cases}$$

et peut s'écrire

$$(21) \qquad f = \left|\frac{1}{2\pi}\int_0^{2\pi} e^{j\varphi_2}\,d\varphi_1\right|.$$

La forme des paquets d'électrons qui ne figure pas explicitement dans les expressions (18) et (21) y est introduite par l'intermédiaire de la fonction $\varphi_2(\varphi_1)$. Comme on le sait [8], le courant transporté par le faisceau électronique à l'entrée du collecteur vaut $i_0\frac{d\varphi_1}{d\varphi_2}$ et f représente la moitié de la composante fondamentale de ce courant, rapportée à sa composante continue i_0. Nous désignerons dans la suite f sous le nom de « facteur de groupement ». Ce facteur de groupement est maximum et égal à 1 lorsque les électrons sont groupés en paquets infiniment étroits.

Les paquets d'électrons contenant, en général, des électrons de toutes les vitesses et ces paquets devant traverser le champ du collecteur au moment où il les freine au maximum, la condition (10) sera le plus souvent non seulement suffisante, mais également nécessaire et la valeur maximum du rendement de conversion pourra se mettre, dans le cas d'un collecteur infiniment étroit, sous la forme

$$(22) \qquad \rho = v_m^2 f.$$

Ce résultat, qui se généralise sans peine au cas où le faisceau n'est pas transversalement homogène, suppose donc essentiellement que l'on connaît la relation entre φ_2 et φ_1, c'est-à-dire que l'on sait déterminer, en fonction de la phase d'entrée φ_1, le temps de transit $\tau = \varphi_2 - \varphi_1$. Dans la détermination de ce temps de transit, il y a lieu de tenir compte, non seulement de l'action des champs H. F. rencontrés à la traversée des circuits oscillants, mais également des champs créés par les électrons eux-mêmes. Un tel problème ne peut être résolu dans son ensemble que dans des cas particuliers et, pour le simplifier, nous négligerons, dans la suite, les effets de charge d'espace, l'estimation de ceux-ci et la correction des résultats pour en tenir compte, pouvant être faite comme il a été dit au paragraphe 3.

7. Détermination du temps de transit dans le cas d'un rassembleur unique.

Dans la suite de ce chapitre, nous nous référerons à la figure 13, représentant schématiquement un

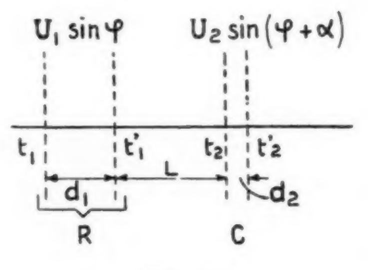


Fig. 13.

tube idéalisé suivant les hypothèses habituelles et nous utiliserons les notations suivantes :

V_0, tension d'accélération du faisceau électronique;

v_0, vitesse correspondante $v_0 = \sqrt{\frac{2e}{m}V_0}$;

v_1, vitesse d'entrée dans le rassembleur, rapportée à la vitesse v_0;

v_2, vitesse d'entrée dans le collecteur, rapportée à la vitesse v_0;

v'_1, vitesse de sortie du rassembleur, rapportée à la vitesse v_0;

v'_2, vitesse de sortie du collecteur, rapportée à la vitesse v_0;

$\omega = 2\pi F$, pulsation de l'oscillation H. F.;

$\theta_1 = \frac{\omega d_1}{v_0}$, largeur du champ du rassembleur, mesurée en angle de transit;

$\theta_2 = \frac{\omega d_2}{v_0}$, largeur du champ du collecteur, mesurée en angle de transit;

$\Lambda = \frac{\omega L}{v_0}$, longueur de l'espace de glissement, mesurée en angle de transit;

$\Lambda_t = \theta_1 + \Lambda + \theta_2$, longueur totale du tube, mesurée en angle de transit;

$\mu_1 = \frac{1}{2}\frac{U_1}{V_0}$;

$\mu_2 = \frac{1}{2}\frac{U_2}{V_0}$;

$\eta_1 = \frac{\mu_1}{\theta_1}$;

$\eta_2 = \frac{\mu_2}{\theta_2}$;

i, courant transporté par le faisceau électronique;

i_0, composante continue du courant;

i_1, composante de pulsation ω du courant i;

$f = \frac{2 i_0}{i_1}$; facteur de groupement;

$\varphi_1 = \omega t_1$, phase d'entrée d'un électron dans le rassembleur;

$\varphi'_1 = \omega t'_1$, phase de sortie d'un électron du rassembleur;

$\varphi_2 = \omega t_2$, phase d'entrée d'un électron dans le collecteur;

$\varphi'_2 = \omega t'_2$, phase de sortie d'un électron du collecteur

$\tau = \varphi_2 - \varphi_1$;

z, abscisse d'un électron

$\zeta = \frac{\omega z}{v_0}$.

Avec ces notations, l'équation du mouvement d'un électron dans le rassembleur s'écrit

$$\ddot{\zeta} = \eta_1 \sin\varphi,$$

avec les conditions initiales $\dot{\zeta} = 1$, $\zeta = 0$, pour $\varphi = \varphi_1$ ce qui donne, par intégrations successives

$$\dot{\zeta} = 1 + \eta_1(\cos\varphi_1 - \cos\varphi),$$
$$\zeta = (1 + \eta_1\cos\varphi_1)(\varphi - \varphi_1) - \eta_1(\sin\varphi - \sin\varphi_1).$$

L'électron quitte le champ du rassembleur lorsque $\zeta = \theta_1$, la phase de sortie est donc définie par

$$(23)\qquad \theta_1 = (1 + \eta_1\cos\varphi_1)(\varphi'_1 - \varphi_1) - \eta_1(\sin\varphi'_1 - \sin\varphi_1),$$

et la vitesse de sortie v'_1 par

$$(24)\qquad v'_1 = 1 + \eta_1(\cos\varphi_1 - \cos\varphi'_1.)$$

A la sortie du rassembleur, l'électron continue son chemin à la vitesse v'_1 et atteint le collecteur à l'époque

$$(25)\qquad \varphi_2 = \varphi'_1 + \frac{\Lambda}{v'_1}.$$

Les équations (23), (24) et (25) fournissent les éléments permettant de calculer le temps de transit τ et donc le facteur de groupement f. Les difficultés proviennent du caractère implicite de l'équation (23), qui définit φ'_1 en fonction de φ_1. Diverses méthodes peuvent être envisagées pour résoudre cette équation.

Les méthodes analytiques s'adressent, en général, à des développements en série de puissances. C'est ainsi que les premières théories des T. M. V. à deux cavités utilisaient pour v'_1 et φ_2 les développements en série de puissances de μ_1,

$$(26)\quad \left\{\begin{aligned} v'_1 &= \quad 1 \quad + \mu_1 \frac{\sin\frac{\theta_1}{2}}{\frac{\theta_1}{2}} \sin\left(\varphi_1 + \frac{\theta_1}{2}\right) + \ldots,\\ \varphi_2 &= \varphi_1 + \Lambda - \mu_1 \frac{\sin\frac{\theta_1}{2}}{\frac{\theta_1}{2}} \sin\left(\varphi_1 + \frac{\theta_1}{2}\right) + \ldots, \end{aligned}\right.$$

limités à leurs premiers termes, développements qui supposaient la modulation de vitesse infiniment petite.

Dans le cas des champs larges, où θ_1 peut dépasser 2π, η_1 restant relativement petit alors même que μ_1 dépasse l'unité, il est indiqué d'utiliser un développement en puissances de η_1. On obtient ainsi [11]

$$(27)\qquad \varphi'_1 = \Phi + \alpha'\eta_1 + \alpha''\eta_1^2$$

avec

$$\Phi = \varphi_1 + \theta_1 - \mu_1\cos\varphi_1,$$
$$\alpha' = \mu_1\cos^2\varphi_1 + \sin\Phi - \sin\varphi_1,$$
$$\alpha'' = \alpha'(\cos\Phi - \cos\varphi_1).$$

Ces développements qui présentent l'avantage de conduire à des expressions analytiques approchées pour le rendement ne sont pratiquement utilisables que si l'on peut les limiter à un petit nombre de

termes. Leur validité est alors elle-même limitée à un domaine restreint et parfois malaisé à définir.

On peut échapper à ces restrictions en utilisant des méthodes graphiques dans lesquelles, le plus souvent, on étudie le mouvement des électrons entrant dans le rassembleur à des intervalles de phase discrets; c'est ainsi que F. Rabinovitch [1] et C. Kleesattel [12] ont indépendamment étudié les tubes à rassembleur large. F. Rabinovitch, par exemple, résout graphiquement l'équation (23) en l'écrivant

$$\sin\varphi'_1 = \left(\frac{1}{\eta_1} + \cos\varphi_1\right)(\varphi'_1 - \varphi_1) + \sin\varphi_1 + \frac{\theta_1}{\eta_1}$$

et en cherchant l'intersection de la sinusoïde

$$y = \sin x$$

et de la droite

$$y = \left(\frac{1}{\eta_1} + \cos\varphi_1\right)(x - \varphi_1) + \sin\varphi_1 - \frac{\theta_1}{\eta_1}.$$

En annexe est indiquée une méthode différente, conduisant à des déterminations plus rapides de φ'_1 et v'_1.

Lorsque le collecteur n'est pas infiniment étroit et que la connaissance du facteur de groupement ne suffit pas à déterminer le rendement, des méthodes analogues peuvent être utilisées pour étudier le mouvement des électrons dans le collecteur, au prix d'un travail plus important, dû à l'inhomogénéité des vitesses à l'entrée.

8. **Amélioration du groupement par l'emploi d'un rassembleur large.**

Dans le cas d'une modulation de vitesse très petite, le temps de transit ne contient qu'un terme en $\sin\varphi_1$ et le facteur de groupement est limité à 0,58. Dès qu'on s'écarte de cette condition, il apparaît un terme en $2\varphi_1$ qui peut conduire à une amélioration du groupement [2]. En fait, lorsqu'on augmente μ_1 dans le cas d'un champ étroit, le terme en $2\varphi_1$ a une phase défavorable et conduit à une légère diminution du facteur de groupement. La phase de ce terme varie avec la largeur du champ et peut devenir favorable dans le cas de champs larges. Pour montrer ceci, nous ne garderons dans le développement (27) que le terme prépondérant

$$\varphi'_1 = \Phi = \varphi_1 + \theta_1 - \mu_1\cos\varphi_1. \tag{28}$$

En négligeant les termes en $\Lambda\eta_1^2$ et en posant $\Lambda\eta_1 = \delta$, le temps de transit prend la forme

$$\begin{aligned}\tau &= \theta_1 - \mu\cos\varphi_1 + \frac{1}{1 + \eta_1(\cos\varphi_1 - \cos\Phi)} \\ &= \theta_1 + \Lambda - (\mu_1 + \delta)\cos\varphi_1 + \delta\cos\Phi,\end{aligned}$$

dont la partie variable vaut

$$\begin{aligned}\tilde{\tau} = &-(\mu_1 + \delta)\cos\varphi_1 \\ &+ \delta\,[J_0(\mu_1)\cos(\varphi_1 + \theta_1) - J_2(\mu_1)\cos(\varphi_1 - \theta_1)] \\ &+ \delta\,J_1(\mu_1)\sin(2\varphi_1 + \theta_1) + \ldots,\end{aligned} \tag{30}$$

qui, lorsque μ_1 n'est pas trop grand, peut s'écrire sensiblement

$$\begin{aligned}\tilde{\tau} = &-2\delta\sin\frac{\theta_1}{2}\sin\left(\varphi_1 + \frac{\theta_1}{2}\right) \\ &- \mu_1\cos\varphi_1 + \frac{\delta\mu_1}{2}\sin(2\varphi_1 + \theta_1).\end{aligned} \tag{31}$$

Lorsque $\theta_1 = (2n + 1)\pi$ les termes en φ_1 et en $2\varphi_1$ sont entre eux dans une phase correcte, mais l'amplitude du deuxième terme ne peut être comparable à celle du premier que pour des valeurs élevées de μ_1. En fait, on ne peut, dans ce cas, obtenir un terme en $2\varphi_1$ d'amplitude suffisante pour améliorer le facteur de groupement jusqu'à la valeur maximum que permet l'introduction de ce terme, la valeur optimum du facteur de groupement étant, dans ce cas, d'environ 0,70 pour une valeur de μ_1 supérieure à l'unité.

Lorsque θ_1 s'écarte de $(2n + 1)\pi$ le terme en $\mu_1\cos\varphi_1$ fait apparaître entre les termes en φ_1 et $2\varphi_1$ une différence de phase d'autant plus grande que μ_1 est plus grand et θ_1 plus voisin de $2n\pi$. Ceci conduit donc à des valeurs de μ_1 plus petites. Toutefois, le facteur de groupement passant par un maximum pour $\alpha = 0$, les variations dans les conditions optimum seront peu sensibles au voisinage de $\theta_1 = (2n + 1)\pi$.

Au voisinage de $\theta_1 = 2n\pi$, l'équation (31) montre qu'on peut réaliser les conditions optima si μ_1 est très petit et δ très grand. On aura ainsi, pour les conditions optima,

$$a_1 \sim 2, \qquad a_2 \sim 1, \qquad \alpha \sim 0,$$

$$\delta \sim \frac{1}{\sin\dfrac{\theta_1}{2}}, \qquad \mu_1 = 2\sin\frac{\theta_1}{2},$$

---

[1] Étude C. S. F. effectuée en 1933-1944 dont les résultats n'ont pas été publiés.

[2] Sauf dans le cas où les paramètres ont été choisis convenablement, ce résultat n'est pas obtenu et c'est pourquoi, avec les spécifications habituelles, la largeur finie du rassembleur et du collecteur conduit à une diminution du rendement dont l'importance a été évaluée analytiquement par ailleurs dans le cas d'une faible profondeur de modulation [13].

conduisant au voisinage de $\theta = 2n\pi$ à un espace de glissement très long :

$$\Lambda = \frac{1}{2\sin^2\frac{\theta_1}{2}}.$$

La présence de cet espace de glissement très long, conduisant à des effets importants de dégroupement par répulsion mutuelle des électrons et le fait que les conditions optima varient très rapidement avec θ_1 autour de $\theta_1 = 2n\pi$ rendent sans intérêt pratique le voisinage immédiat de $2n\pi$.

Lorsqu'on s'écarte de $\theta_1 = 2n\pi$, on ne peut à la fois garder un angle α petit et une valeur de a_2 voisine de l'unité, le facteur de groupement maximum diminue donc depuis 0,74 pour $\theta_1 \sim 2n\pi$ jusqu'à environ 0,70 pour $\theta_1 = (2n+1)\pi$.

Cette analyse sommaire montre donc que l'utilisation d'un rassembleur large peut améliorer, dans tous les cas, le facteur de groupement, sauf pour $\theta = 2n\pi$; le voisinage de cette valeur étant pratiquement inutilisable par suite des variations rapides des conditions optima avec l'angle θ_1 (les variations de l'angle θ_1 pour un tube donné sont inévitables, par suite des débordements des champs à travers les trous qui doivent livrer passage au faisceau).

9. Calcul du facteur de groupement dans le cas d'un rassembleur large.

Dans le domaine où l'approximation du temps de transit par la formule (7) est valable, on peut calculer le facteur de groupement f, en calculant le module de la valeur moyenne de

$$e^{j[\varphi_1 - (\mu + \delta_1)\cos\varphi_1 + \delta\cos\Phi]} = e^{j\Psi}.$$

Le calcul donne, pour les parties réelle et imaginaire de $\overline{e^{j\Psi}}$ les expressions suivantes :

$$(32) \quad \overline{\sin\Psi} = -J_1(\mu_1 + \delta)f_0(\delta) + \cos\theta_1[J_0(\delta) - J_2(\delta + 2\mu_1)]f_1(\delta) + \cos 2\theta_1[J_1(\delta - \mu_1) - J_3(\delta + 3\mu_1)]f_2(\delta) + \ldots$$

$$(33) \quad \overline{\cos\Psi} = \sin\theta_1[J_0(\delta) + J_2(\delta + 2\mu_1)]f_1(\delta) + \sin 2\theta_1[J_1(\delta - \mu_1) + J_3(\delta + 3\mu_1)]f_2(\delta) + \ldots$$

avec

$$f_n(\delta) = \sum_0^\infty{}_p (-1)^p \times \frac{(2p+n)(2p+n-1)\ldots(p+n+1)}{p!\,(2p+n)!}\left(\frac{\delta}{2}\right)^{2p+n}.$$

Lorsque cette approximation n'est plus vaiable, c'est-à-dire lorsqu'on doit compléter l'expression (20) par des termes en η_1 et $\delta\eta_1$, le calcul devient notablement plus compliqué et peut être avantageusement remplacé par une détermination graphique du temps de transit dans le rassembleur et de la vitesse de sortie (suivant ce qui est indiqué en Annexe).

Les résultats de ces calculs sont résumés dans la figure 14 qui représente, par des lignes d'égale valeur,

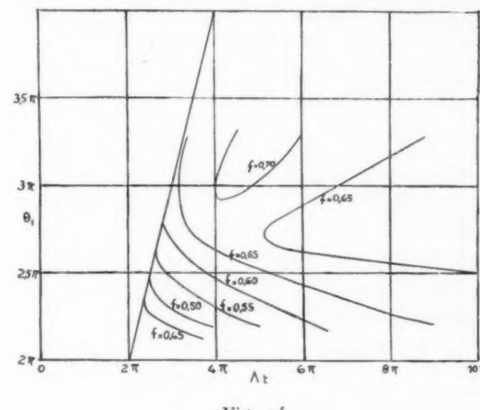


Fig. 14.

le facteur de groupement en fonction de la largeur θ_1 du champ du rassembleur et de la longueur totale du tube Λ_t, les valeurs de μ_1 et δ étant choisies au mieux en chaque point.

10. Détermination du rendement de conversion dans un collecteur étroit précédé d'un rassembleur large.

Lorsqu'on suppose que le champ du collecteur est infiniment étroit, on peut passer du facteur de groupement au rendement de conversion dans le collecteur par l'équation (22) :

$$\rho_c = v_m^2 f,$$

v_m correspondant à la vitesse de l'électron le plus lent qui entre dans le collecteur. Cette vitesse d'entrée v_2 est égale, puisque l'on néglige les effets de charge d'espace, à la vitesse de sortie v'_1 du rassembleur, vitesse qui est donnée par l'expression (24) :

$$v'_1 = 1 + \eta_1(\cos\varphi_1 - \cos\varphi'_1),$$

v_m représente donc le minimum de cette expression, où φ'_1 est la fonction de φ_1 définie par l'équation (23). Si l'on pose $v_m = 1 - \eta_1 A$, la quantité A

peut s'écrire, lorsque μ_1 est suffisamment petit,

$$A = 2\sin\frac{\theta_1}{2} + \frac{\mu_1}{2}\sin\theta.$$

Pour des valeurs plus grandes de μ_1, on peut l'obtenir à partir de la résolution graphique de l'équation (26). La figure 15 représente cette quantité A en fonction de μ_1 pour différentes valeurs de θ_1.

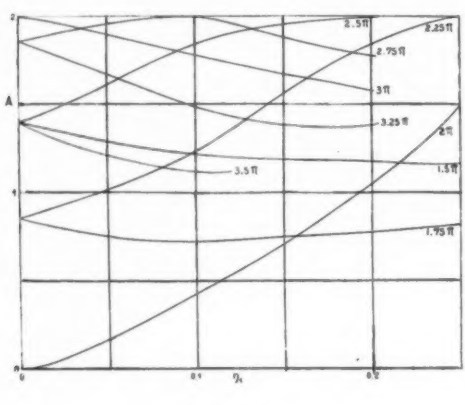


Fig. 15.

Pour obtenir le rendement, il suffit donc de multiplier le facteur de groupement tel qu'il a été déterminé au paragraphe précédent par v_m^2. La figure 16 représente, par des lignes d'égale valeur, le ren-

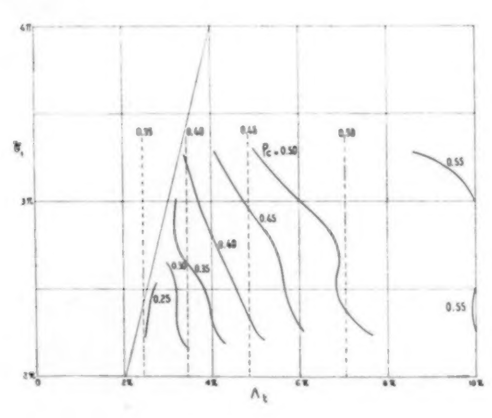


Fig. 16.

dement de conversion dans le collecteur d'un tube à rassembleur large, en fonction de la longueur de ce champ de rassemblement et de la longueur totale Λ_t du tube lorsque, en chaque point μ_1 et δ sont choisis de façon à rendre ρ_c maximum, ces valeurs de μ_1 et δ étant évidemment différentes de celles qui rendent f maximum.

11. Rendement de conversion total d'un tube à rassembleur large et à collecteur infiniment étroit.

Ce rendement se tire immédiatement du rendement dans le collecteur en lui ajoutant le rendement de conversion ρ_r dans le rassembleur. Ce rendement peut se déterminer à partir des équations (23) et (24), en développant v'_1 en série de puissances de η_1 et en calculant ρ_r par

$$\rho_r = \overline{1 - v_1'^2}.$$

On obtient ainsi

$$(34)\quad \rho_r = 2J_1(\mu_1)\,\eta_1 \sin\theta_1 + \eta_1^2\left[-2 + \left(2J_0(\mu_1) + \frac{2}{3}\mu_1 J_1(\mu_1) - \frac{\mu_1 J_3(\mu_1)}{2}\right)\cos\theta_1 - \frac{J_2(2\mu_1)}{2}\cos 2\theta_1\right] + \ldots.$$

La figure 17 représente la valeur de ρ_r par des lignes d'égale valeur en fonction de θ_1 et de μ_1.

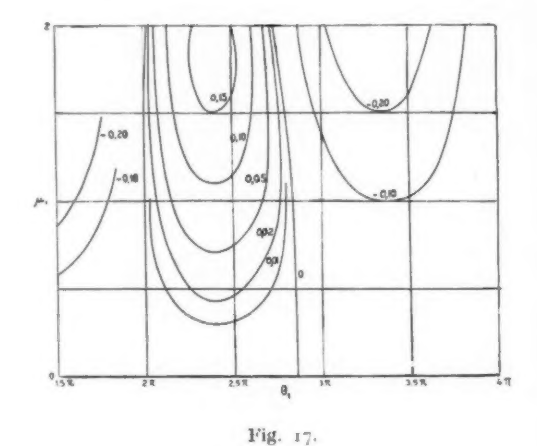


Fig. 17.

Comme on le sait, ce rendement peut être positif dans certains domaines de θ_1. Dans ces domaines, si la qualité du circuit d'entrée le permet, le rassembleur peut être auto-oscillateur.

Sur la figure 18, on a représenté par des lignes d'égale valeur, le rendement de conversion total $\rho_t = \rho_c + \rho_r$ par des lignes d'égale valeur en fonction de θ_1 et Λ_t, μ_1 et δ étant en chaque point choisis

au mieux. Les lignes en trait interrompu représentent la même quantité dans le cas d'un tube à rassembleur étroit.

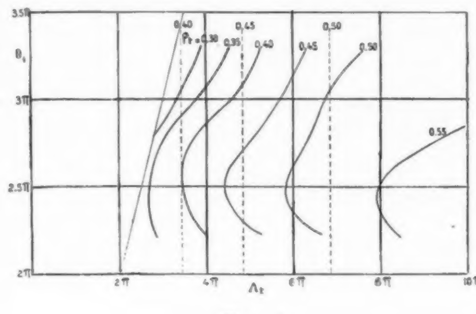


Fig. 18.

12. Rendement de conversion d'un tube à rassembleur large et à collecteur non infiniment étroit.

Comme on l'a vu plus haut, le rendement de conversion dans le collecteur varie, lorsque la modulation de vitesse est profonde, avec la largeur du champ du collecteur et son amplitude; le sens de cette variation dépend de la répartition des vitesses et des densités dans les paquets d'électrons qui abordent le collecteur et peut être favorable.

La recherche des conditions et la détermination du rendement correspondant ont été effectuées graphiquement. La figure 19 résume les résultats obtenus. Sur cette figure, on a représenté, en fonc-

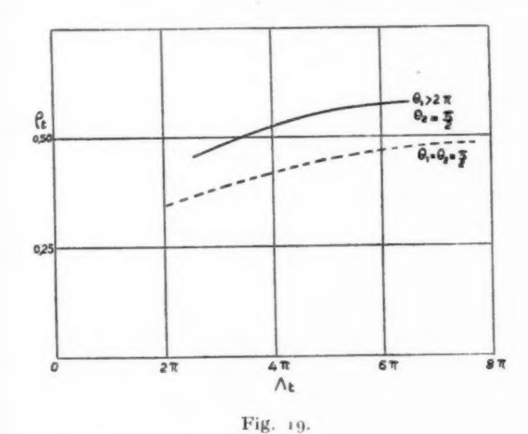


Fig. 19.

tion de la longueur totale Λ_t du tube, en trait plein, le maximum du rendement de conversion total donné par les calculs graphiques, pour une largeur du champ du collecteur $\theta_2 = \frac{\pi}{2}$; en trait interrompu, le maximum de rendement de conversion total obtenu pour un tube dont le rassembleur et le collecteur ont tous deux une largeur de $\frac{\pi}{2}$, ce qui correspond aux largeurs habituellement adoptées dans les tubes à deux cavités.

En comparant cette figure 19 avec la figure précédente relative à un champ collecteur étroit, on voit que la comparaison entre le rassembleur étroit et le rassembleur large fait ressortir un avantage pour ce dernier lorsque le collecteur a une largeur finie $\left(\frac{\pi}{2}\right)$ alors qu'avec un collecteur étroit cet avantage n'apparaît pratiquement pas.

13. Influence du débordement du champ.

La largeur du champ du rassembleur ne peut être rigoureusement constante même lorsque ce champ est limité par des grilles, il importe donc de vérifier que les conditions de rendement optimum ne sont pas critiques vis-à-vis de la largeur du rassembleur, comme cela se produit par exemple au voisinage de $\theta_1 = 2n\pi$.

La détermination graphique de cette influence du débordement a été faite, sur un cas particulier, par O. Dœhler avec une variante de la méthode de Kleesattel, en étudiant le rendement dans un dispositif dans lequel on faisait varier la largeur du rassembleur, le collecteur et le centre du rassembleur étant fixes, les tensions aux bornes du collecteur et du rassembleur ainsi que leur phase relative étant constantes. La figure 20 représente le résultat de ce calcul, qui montre qu'autour de $\theta_1 = 2{,}75\,\pi$ le

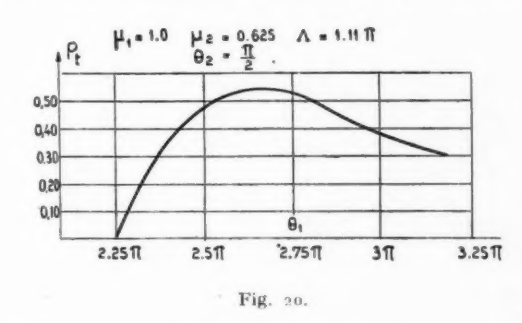


Fig. 20.

rendement ne varie que faiblement avec la largeur du champ [1].

[1] Les résultats de la figure 20 supposent que les trajectoires des électrons restent rectilignes, c'est-à-dire que l'effet du débordement est seulement d'accroître les temps de transit (cas d'une focalisation magnétique intense).

14. **Rendement pratique des tubes à rassembleur large.**

Cette étude fait apparaître pour le tube à rassembleur large un rendement de conversion qui, compte tenu du débordement du champ dans le trou qui laisse passer le faisceau peut atteindre 45 %. Pour obtenir le rendement pratique, il convient encore de tenir compte des électrons perdus au cours du passage du faisceau dans le tube et des pertes dans les cavités. La perte dans la cavité de sortie est du même ordre de grandeur que pour le collecteur d'un tube normal possédant les mêmes dimensions et fonctionnant avec le même faisceau. La tension aux bornes de la cavité d'entrée est élevée, mais la cavité d'entrée qui possède une capacité faible a une impédance shunt élevée compensant partiellement l'augmentation des pertes due à la grandeur de la tension. Si l'on considère par exemple un tube fonctionnant sur une longueur d'onde de 10 cm avec un courant de 1 A et une tension de 10 kV et un rassembleur de largeur $\theta_1 = 3\pi$, on peut évaluer l'impédance shunt, de la cavité du rassembleur en considérant la cavité formée d'un cylindre de hauteur (mesurée en angle de transit) égale à 3π et résonnant sur 10 cm. Une telle cavité a une impédance shunt sur son axe d'environ 5 MΩ. Or, pour $\mu = 1$, une cavité d'impédance shunt 2 MΩ absorbe 1 % de la puissance appliquée. La diminution du rendement liée aux pertes dans la cavité du rassembleur n'est donc pas primordiale. Compte tenu de ces différents facteurs, on peut espérer obtenir avec ces tubes un rendement pratique de l'ordre de 35 %, c'est-à-dire au maximum une augmentation d'environ 10 % sur le rendement des tubes à champ étroit du type klystron. Il faut cependant observer que cette augmentation devient extrêmement importante dans le cas de certains tubes à cavité unique (tel que le tube de Heil) dans lesquels le rendement de conversion théorique est limité, lorsque les deux champs sont étroits à environ 25 %.

15. **Tubes à cavité unique.**

Les klystrons auto-oscillateurs à deux cavités accordables, présentent une grande souplesse de réglage. Même s'ils sont munis d'un couplage de réaction fixe, les réglages des fréquences propres des deux cavités permettent, non seulement d'amener la fréquence de fonctionnement à une valeur voulue, mais encore le rapport des tensions aux bornes des deux champs H. F. à la valeur conduisant au meilleur rendement, le réglage de la tension d'accélération permettant, par ailleurs, de se placer dans les meilleures conditions de phase [14].

Il est possible de produire les deux champs H. F. à partir d'un circuit oscillant unique, ce qui amène à un réglage moins souple, mais extrêmement simple et à une réalisation aisée et peu coûteuse. Ces tubes à cavité unique et à deux champs H. F. peuvent se présenter sous la forme du tube de Heil constitué par un tronçon de ligne coaxiale de longueur $\frac{\lambda}{2}$, court-circuité à ses deux extrémités et traversé, au ventre de tension, par un faisceau électronique (*fig.* 21). Les tensions aux bornes des

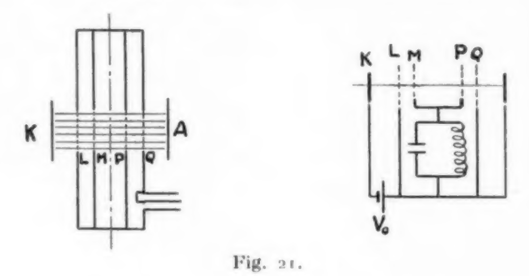


Fig. 21.

deux champs H. F. rencontrés successivement par le faisceau sont alors nécessairement égales et en opposition de phase. Si les deux champs ont la même largeur, on peut montrer que le rendement de conversion atteint au maximum 25 %. Cette faible valeur résulte d'un compromis entre deux conditions incompatibles : une faible profondeur de modulation de vitesse imprimée par le premier champ et un freinage énergique produit par le second. En fait, si les deux champs sont étroits, la tension U aux bornes des deux champs ne peut dépasser $U = \frac{1}{2} V_0$ et le rendement de conversion ne vaut que la moitié du facteur de groupement. La tension de modulation étant relativement élevée, le facteur de groupement



Fig. 22.

est lui-même nettement inférieur à 0,58. On conçoit donc que l'utilisation de deux champs de largeur différente, obtenus par exemple comme l'indique la figure 22, apporte une amélioration notable du rendement, cette amélioration étant due essentiel-

lement à ce qu'un champ large permet d'obtenir la formation de paquets relativement homogènes, avec une tension de modulation pouvant atteindre et même dépasser V_0.

Le calcul donne, par exemple, [13] pour

$$\theta_1 \sim 10, \quad \Lambda \sim 12, \quad \theta_2 \sim 1, \quad \mu_1 \sim \frac{1}{2}, \quad \rho_l = 0{,}51.$$

Le principe du tube de Heil n'a été, jusqu'à présent, utilisé que pour la réalisation de générateurs de petite puissance (dont le plus connu est le C. V. 234 [15]) mais, actuellement, les besoins de certains domaines extra-radio (diathermie, chauffage diélectrique) peuvent être avantageusement satisfaits avec des tubes de ce type, qui présentent les qualités nécessaires de robustesse et de simplicité, en les amenant à un niveau de puissance plus élevé. Une spécification basée sur l'utilisation de deux champs H. F. inégaux est donc indiquée puisqu'elle peut leur donner, sans inconvénient par ailleurs, un rendement relativement grand.

Le mécanisme de fonctionnement des tubes reflex présente des analogies étroites avec celui du tube de Heil et leur rendement de conversion est limité, pour les mêmes raisons (sur les bases des hypothèses du rassemblement cinématique) à environ 25 % également; c'est pourquoi l'on a envisagé d'améliorer leurs conditions de travail en faisant traverser au faisceau, à l'aller et au retour, des champs de largeur différente [16].

16. **Tubes à deux cavités sans espace de glissement.**

Dans les tubes à rassembleur large, le faisceau électronique est déjà partiellement groupé en paquets à l'intérieur même du champ du rassembleur. Comme on le voit sur la figure 14 où le groupement à la sortie du rassembleur est indiqué le long de la droite $\theta_1 = \Lambda_l$, le facteur de groupement atteint ainsi des valeurs très notables, dépassant 0,6. Le rendement de conversion dans un collecteur étroit suivant immédiatement le rassembleur (*fig.* 23) est nettement inférieur, par suite de la grande profondeur de modulation de vitesse mais reste néanmoins très appréciable. Bien qu'il soit, d'autre part, nécessaire en pratique de découpler les deux champs H. F. en les séparant par une grille assez serrée (ce qui limite la possibilité de réalisation de ces tubes seulement pour de petites puissances et réduit le courant électronique utile), l'expérience a montré que le rendement utile de tels tubes pouvait atteindre facilement 15 %. Le principal intérêt de cette conception vient de la faible longueur du faisceau électronique; celle-ci permet un fonctionnement sous basse tension avec une focalisation purement électrostatique. De cette façon, ont été réalisés des tubes donnant une dizaine de watts à 10 cm de longueur d'onde sous une tension aussi basse que 500 V.

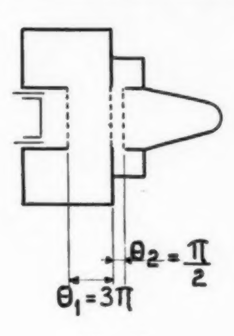


Fig. 23.

III. — Tubes a modulation de vitesse a trois cavités.

Amélioration du groupement par l'emploi d'un double rassemblement des électrons.

Lorsque le groupement des électrons est produit, comme dans les klystrons ordinaires, par l'action d'un champ étroit et unique, une fraction seulement des électrons est convenablement freinée par le champ du collecteur, les autres sont ou très incomplètement freinés ou même accélérés. Si, par exemple, on considère le cas particulier d'un degré de rassemblement δ égal à 1,57, on peut estimer les proportions des électrons rentrant dans ces différents groupes à partir du diagramme de la figure 24 représentant la phase d'arrivée φ_3 dans le collecteur en fonction de la phase d'entrée φ_2 dans le rassembleur, les origines de φ_3 et φ_2 ayant été choisies arbitrairement de façon que le centre du paquet considéré corresponde à $\varphi_2 = 0$, $\varphi_3 = 0$. Le centre du paquet passant dans le collecteur au moment où le champ de freinage est maximum, on constate sur la figure 24 (limitée par symétrie à l'intervalle $0 < \varphi_2 < 200^G$) que 68 % des électrons franchissent le collecteur dans l'intervalle $-50^G < \varphi_3 < 50^G$, intervalle dans lequel la tension de freinage reste élevée, 12 % des électrons passent dans l'intervalle $50^G < \varphi_3 < 100^G$ et sont très incomplètement freinés, 20 % sont accélérés. S'il était possible de ne laisser entrer des électrons dans le rassembleur que dans l'intervalle $-136^G < \varphi_2 < 136^G$, ces électrons seraient convenablement freinés dans le collecteur et le

rendement de conversion serait très élevé, de l'ordre de 90 %. On peut réaliser cette condition de façon approchée en provoquant une mise en paquets des électrons par un premier rassembleur. Si l'on suppose que le degré de rassemblement provoqué par ce premier rassembleur est $\delta = 1{,}57$ et que la modulation de vitesse qui l'accompagne est négligeable dans la suite du groupement, la figure 25 montre que les proportions de 68 %, 12 % et 20 % obtenues avec un seul rassemblement, doivent maintenant être respectivement remplacées par 87 %, 5 %, 8 %. La forme de la courbe $\varphi_3(\varphi_1)$ se rapproche alors beaucoup de la forme optimum, comme le montre la figure 26. La comparaison de ces deux cas particuliers montre que l'on peut attendre du double deux tensions de rassemblement ayant des amplitudes et des phases convenables. La première de ces tensions étant fournie par une source extérieure, le passage des paquets d'électrons formés sous l'influence de cette première tension dans une deuxième cavité (*fig.* 27) fait naître entre les grilles de cette cavité, une tension H. F. dont l'amplitude et la phase dépendent de l'intensité du courant transporté par le faisceau, de la surtension de la cavité et de son désaccord par rapport à la fréquence du courant transporté par le faisceau. L'utilisation de cette deuxième cavité « flottante », c'est-à-dire introduite simplement sur le trajet du faisceau sans être couplée à aucun organe extérieur, fournit une solution techniquement très simple pour la réali-

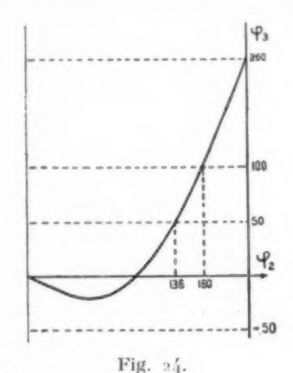


Fig. 24.

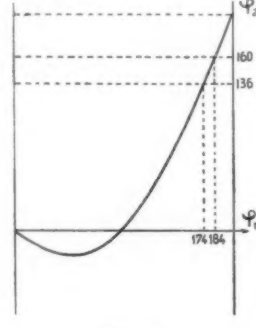


Fig. 25.

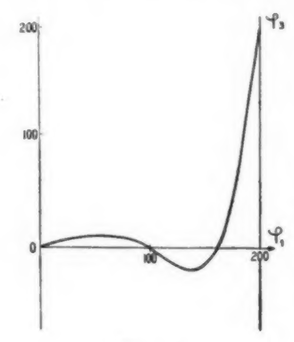


Fig. 26.

rassemblement une augmentation substantielle du rendement de conversion.

La mise en œuvre de ce procédé exige donc la réalisation de T. M. V. comportant trois champs H.F. ; en général, on a intérêt à faire étroits le premier et le dernier de ces champs, mais le second (rassembleur supplémentaire) peut être aussi bien large qu'étroit, comme l'a indiqué Rabinovitch [19]. Dans le cas de deux éléments étroits, le système obtenu ressemble à l'amplificateur « cascade » utilisé pour obtenir de très grands gains en U.H.F. [17] mais en dehors des différences technologiques provenant de ce que les amplificateurs à grand gain et les amplificateurs à rendement élevé ont des domaines d'emploi différents, les conditions de fonctionnement de ces deux types de tube sont nettement distinctes et demandent des spécifications appropriées qui ne sont pas les mêmes.

Tube à modulation de vitesse à cavité intermédiaire « flottante ».

Le double rassemblement des électrons dans le tube à trois champs H. F. impose l'existence de

sation de la deuxième tension de rassemblement. Cette tension se calcule aisément.

Si i_1 représente la composante fondamentale du courant transporté par le faisceau à l'entrée du deuxième rassembleur, S la surtension de la cavité (dont on suppose par ailleurs les grilles infiniment

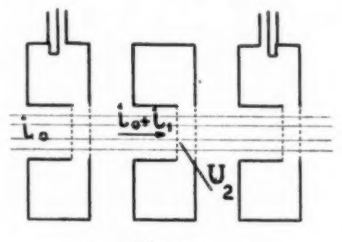


Fig. 27.

voisines), ΔF l'écart de la fréquence F du courant transporté par le faisceau, avec la fréquence d'accord F_0 de la cavité $\Delta F = F_0 - F$, R_{p_2} l'impédance shunt de la cavité, on a, en amplitude et en phases

$$U_2 = \frac{i_1 R_{p_2}}{1 - 2jS\dfrac{\Delta F}{F}}, \tag{35}$$

à condition qu'il n'y ait pas réflexion d'électrons dans le champ du deuxième rassembleur, c'est-à-dire qu'on ait au moins

$$R_{p_2} i_1 < V_0,$$

(35) peut s'écrire en posant

$$\mu_2 = \frac{1}{2}\frac{|U_2|}{V_0}, \qquad f_1 = \frac{1}{2}\left|\frac{i_1}{i_0}\right|, \qquad R_0 = \frac{V_0}{i_0},$$

(36) $$\mu_2 = \frac{R_{p_2}}{R_0} f_1 \sin\gamma,$$

(37) $$\operatorname{tg}\gamma = \frac{F}{2S\,\Delta F}.$$

Dans le cas de l'amplificateur à grand gain, la première tension de rassemblement est très petite et le groupement des électrons dans le premier espace de rassemblement, groupement limité par la charge d'espace, conduit à une valeur petite pour f_1. On cherche alors à obtenir une valeur de U_2 aussi grande que possible, ce qui impose $\gamma = \frac{\pi}{2}$, la deuxième cavité doit, comme il est évident, être dans ce cas accordée sur la fréquence F.

Dans le cas de l'amplificateur à grand rendement, le rôle du deuxième rassembleur est de perfectionner le groupement déjà poussé fourni par le premier rassembleur. Pour que le groupement continue à se faire autour du même électron, ce qui paraît *a priori* la solution la plus avantageuse, il faudrait que γ soit nul. S'il est impossible de faire rigoureusement $V = 0$ dans l'équation (36), les valeurs élevées de f_1 (de l'ordre de l'unité) et de $\frac{R_p}{R_0}$ (de l'ordre de 10) permettent d'obtenir une valeur acceptable de μ_2 avec une valeur très petite de $\sin\gamma$ $\left(\sin\gamma \sim \frac{1}{100}\right)$. Pour obtenir cette valeur de γ, la cavité doit, d'après l'équation (37) être accordée sur une fréquence plus grande que F, ce désaccord atteignant pour $\gamma \sim \frac{1}{100}$, 50 fois la bande passante de la cavité. Pour ces petites valeurs de γ, on peut écrire

$$\mu_2 = \frac{L\omega}{2R_0}\frac{F}{\Delta F} f_1,$$

où L est le coefficient de self-induction du circuit équivalent à la cavité.

Les deux cas $\gamma \sim 0$, $f_1 \sim 1$; $\gamma = \frac{\pi}{2}$, $f_1 \ll 0$ représentent deux modes de fonctionnement très différents du tube à trois cavités. Ces différences sont résumées sur la figure 28 qui représente schématiquement les tensions aux bornes des trois cavités dans ces deux cas extrêmes. Une étude générale du tube à trois cavités devrait envisager des valeurs quelconques de γ. Nous nous bornerons dans la suite au cas $\gamma = 0$, qui permet d'estimer les possibilités des tubes à

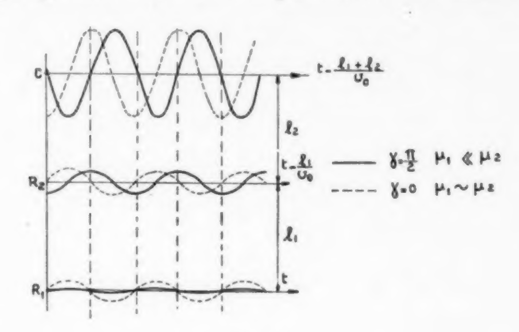


Fig. 28.

trois cavités en tant qu'amplificateur à grand rendement.

Étude approchée du groupement dans les tubes à trois cavités.

Les notations utilisées sont rappelées sur la figure 29.

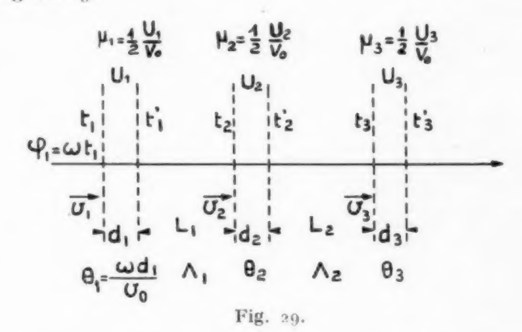


Fig. 29.

Le facteur de groupement est défini par l'expression (21) qui s'écrit ici

$$f = \frac{1}{2\pi}\left|\int_0^{2\pi} e^{j\varphi_3}\, d\varphi_1\right|.$$

Le calcul de f nécessite d'abord que φ_3 soit exprimé en fonction de φ_1. Supposant μ_1 et μ_2 très petits et négligeant les effets de charge d'espace, on obtient

$$\varphi_2 = \varphi_1 + \frac{\Lambda_1}{1 + \mu_1 \sin\varphi_1} = \varphi_1 + \Lambda_1 - \delta \sin\varphi_1$$

avec

$$\delta_1 = \Lambda_1 \mu_1,$$

$$\varphi_3 = \varphi_2 + \frac{\Lambda_2}{1 + \mu_1 \sin\varphi_1 + \mu_2 \sin(\varphi_2 + \alpha)}$$

$$= \varphi_2 + \Lambda_2 + \Lambda_2 \mu_1 \sin\varphi_1 - \delta_2 \sin(\varphi_2 + \alpha)$$

$$\varphi_3 = \varphi_1 + \Lambda_1 + \Lambda_2 - \delta'_1 \sin\varphi_1 - \delta_2 \sin(\varphi_1 + \Lambda_1 + \alpha - \delta_1 \sin\varphi_1)$$

avec

$$\delta'_1 = (\Lambda_1 + \Lambda_2)\mu_1 = k\delta_1,$$
$$\delta_2 = \Lambda_2\mu_2,$$
$$k = 1 + \frac{\Lambda_2}{\Lambda_1}.$$

En n'écrivant pas dans φ_3 la phase constante $\Lambda_1 + \Lambda_2$ et en remarquant que $\Lambda_1 + \alpha = -\gamma$, on obtient finalement

$$(39) \quad \varphi_3 = \varphi_1 - \delta'_1 \sin\varphi_1 - \delta_2 \sin(\varphi_1 - \delta \sin\varphi_1 - \gamma).$$

Si l'on suppose γ petit, f ne diffère de sa valeur pour $\gamma = 0$ que par un terme en γ^2, qui est négligeable. Nous pouvons donc nous limiter au calcul de f pour $\gamma = 0$, les méthodes de calcul étant d'ailleurs également applicables si $\gamma \neq 0$, mais au prix d'un travail plus important.

Analytiquement, on peut obtenir une expression de f en développant $\sin(\varphi_1 - \delta_1 \sin\gamma_1)$ et en limi-

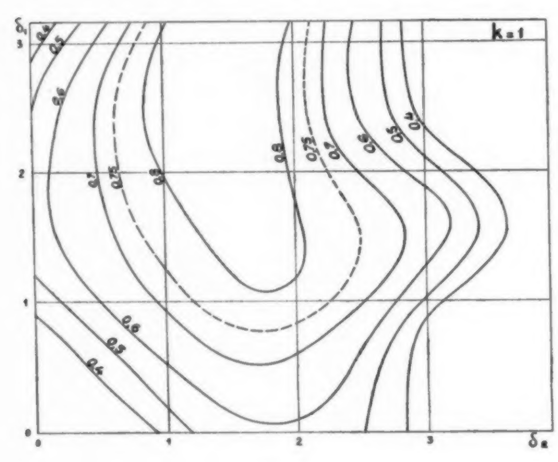


Fig. 30.

tant ce développement à ses premiers termes. Si l'on ne conserve que les deux premiers termes, on obtient

$$\varphi_3 = \varphi_1 - \{\delta'_1 + \delta_2[J_0(\delta_1) - J_2(\delta_1)]\} \sin\varphi_1 + \delta_2[J_1(\delta_2) + J_3(\delta_1)] \sin 2\varphi_1.$$

Le temps de transit est alors de la forme

$$\tau = a_1 \sin\varphi_1 + a_2 \sin 2\varphi_1$$

et les résultats donnés au paragraphe 2 peuvent être directement utilisés.

Ce développement n'est valable que si les termes supérieurs de l'expression de φ_3 sont négligeables. Dans le cas particulier $\delta'_1 = \delta_1$, c'est-à-dire $k = 1$, qui suppose que la modulation de vitesse produite par le premier rassembleur a des effets négligeables dans le deuxième espace de rassemblement, on peut obtenir une expression d'une validité moins limitée.

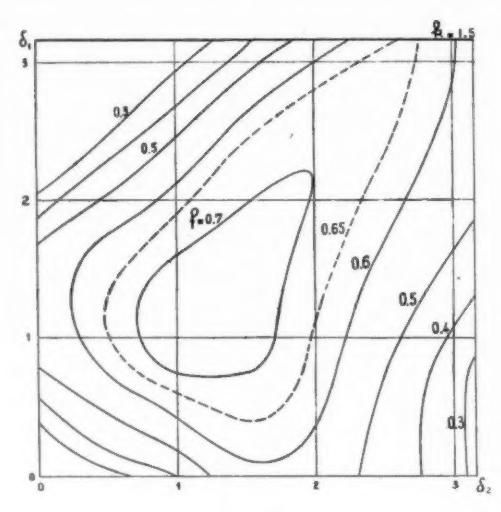


Fig. 31.

On peut en effet écrire

$$\varphi_3 = \varphi_2 - \delta_2 \sin\varphi_2$$

et

$$f = \frac{1}{2\pi}\int_0^{2\pi} \cos(\varphi_2 - \delta_2 \sin\varphi_2)\, d\varphi_2 \frac{d\varphi_1}{d\varphi_2},$$

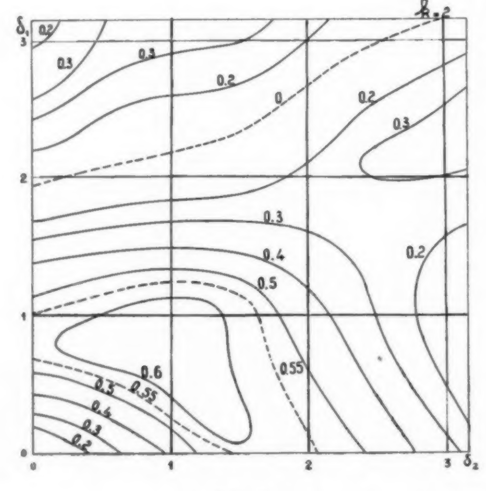


Fig. 32.

$\frac{d\varphi_1}{d\varphi_2}$ qui, à un facteur près, représente le courant à l'entrée du deuxième rassembleur peut se mettre

sous la forme bien connue

$$\frac{d\varphi_1}{d\varphi_2} = 1 + 2\sum_1^\infty J_n(n\delta_1)\cos n\varphi_2,$$

d'où l'on tire finalement

$$f = J_1(\delta_2) + \sum_1^\infty J_n(n\delta_1)[J_{n+1}(\delta_2) + (-1)^{n+1}J_{n-1}(\delta_2)].$$

Dans le domaine où ces expressions analytiques ne sont pas utilisables, le facteur de groupement a été déterminé par un calcul numérique ou graphique des expressions (39) et (21).

Les résultats de ces calculs sont résumés dans les figures 30, 31 et 32 qui représentent, pour $k = 1$, $k = 1{,}5$ et $k = 2$, le facteur de groupement f en fonction de δ_1 et δ_2. Le cas le plus favorable correspond à $k = 1$, le facteur de groupement y atteignant presque 0,9.

Influence du désaccord de la deuxième cavité.

Une variation de l'accord de la deuxième cavité se traduit par une variation de δ et une variation de μ_2, donc de δ_2. Les calculs précédents faits avec l'hypothèse $\delta = 0$ s'appliquent tant que le désaccord de la cavité conduit à une valeur de δ petite.

Dans ces conditions, à partir de la formule (38), δ_2 peut se mettre sous la forme

$$(40)\qquad \delta_2 = \frac{J_1(\delta_1)}{K\dfrac{\Delta F}{F}}$$

avec

$$(41)\qquad K = \frac{2R_0}{L\omega}\,\frac{1}{\Lambda_2}.$$

On a, par exemple, pour $R_0 = 10\,000\,\Omega$, $L\omega = 100$ et $\Lambda = 20$, $K = 10$. On peut alors tirer immédiatement des courbes précédentes les valeurs de f en fonction de δ_1 et de $K\dfrac{\Delta F}{F}$ en remplaçant dans ces courbes δ_2 par $\dfrac{J_1(\delta_1)}{K\dfrac{\Delta F}{F}}$. La figure 33 montre le résultat de cette transformation dans le cas $k = 1$. On peut tirer de ces courbes les variations de f et, par suite, du rendement en fonction du désaccord de la deuxième cavité et de δ_1, c'est-à-dire de la puissance d'entrée, qui vaut $W_1 = \frac{1}{2}\frac{V_1^2}{R_{p1}}$ et qui, rapportée à la puissance continue $W_0 = i_0 V_0$ appliquée au tube peut s'écrire

$$(42)\qquad \frac{W_1}{W_0} = \frac{2R_0}{R_p\Lambda_1^2}\delta_1^2.$$

Le calcul a été fait avec l'hypothèse que μ_1 et μ_2 sont petits. On peut, dans le cadre des hypothèses faites attribuer à μ_1 et μ_2 des valeurs aussi faibles que l'on veut à condition que $\delta_1 = \Lambda_1\mu_1$ et $\delta_2 = \Lambda_2\mu_2$ gardent les mêmes valeurs, c'est-à-dire à condition d'allonger suffisamment les espaces de glissement. Une diminution de μ_1 et μ_2 serait d'ailleurs favorable, puisqu'elle conduirait à un gain élevé et à un rendement de conversion très voisin du facteur de groupement, les différences de vitesses à l'intérieur d'un paquet d'électrons devenant alors

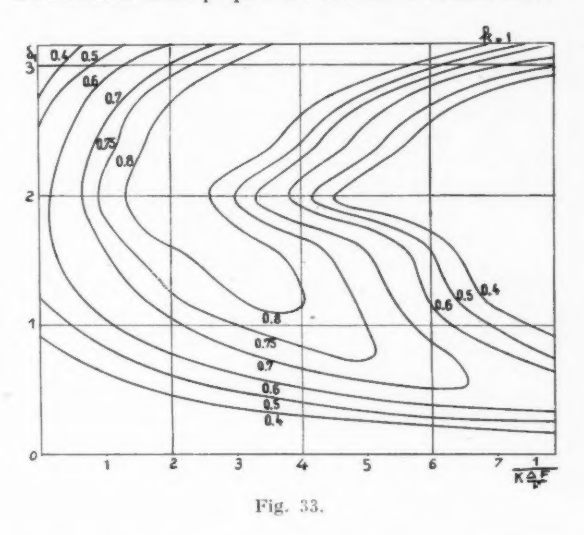


Fig. 33.

négligeables. En réalité, les effets de charge d'espace limitent la longueur des tubes de glissement et donc le gain.

Influence de la charge d'espace.

Aux considérations générales développées au paragraphe 3 et fixant en ordre de grandeur la longueur de l'espace de glissement, on peut ajouter les remarques suivantes : pour un dimensionnement convenable du premier espace de rassemblement, on peut obtenir, par suite des effets de charge d'espace, que la modulation de vitesse à l'entrée du deuxième rassembleur soit pratiquement nulle, le degré de rassemblement δ_1 étant alors limité à $\delta_1 = 1$. On peut ainsi se placer pratiquement dans le cas $k = 1$, qui, en l'absence d'effets de charge d'espace, supposerait μ_1 infiniment petit. On peut de même dimensionner le deuxième espace de glissement de façon que, sans diminuer de façon appréciable le facteur de groupement, les vitesses à l'entrée du collecteur soient peu dispersées. En opérant ainsi, d'une part, on évite la diminution du rendement due à la disper-

sion des vitesses des électrons à l'intérieur d'un paquet et, d'autre part, en allongeant au maximum les espaces de glissement, on diminue au maximum la tension H. F. aux bornes du premier rassembleur, ce qui permet, tout en gardant un rendement élevé, d'obtenir une valeur du gain aussi grande que possible.

Influence de la largeur finie des champs.

Les champs H. F. ont été, jusqu'ici, supposés infiniment étroits. On peut tenir compte, de façon approchée, de la largeur finie des champs en introduisant, dans les expressions données précédemment un certain nombre de facteurs correctifs.

Les facteurs μ_1 et μ_2 qui caractérisent les profondeurs de modulation de vitesse doivent être, comme on le sait (*voir* par exemple [8]) remplacés par

$$\mu_1 = \frac{1}{2}\frac{U_1}{V_0}\frac{\sin\frac{\theta_1}{2}}{\frac{\theta_1}{2}}, \qquad \mu_2 = \frac{1}{2}\frac{U_2}{V_0}\frac{\sin\frac{\theta_2}{2}}{\frac{\theta_2}{2}}.$$

Cette correction n'introduit aucune modification dans le facteur de groupement si l'on accroît les tensions U_1 et U_2 par les facteurs

$$\frac{\frac{\theta_1}{2}}{\sin\frac{\theta_1}{2}} \quad \text{et} \quad \frac{\frac{\theta_2}{2}}{\sin\frac{\theta_2}{2}}.$$

D'autre part, à côté des pertes par effet Joule dans les parois de la cavité, la présence du faisceau conduit à une absorption d'énergie dont on peut tenir compte en ajoutant en parallèle sur l'impédance shunt R_p de la cavité, une impédance R_f donnée par l'expression

$$\frac{1}{R_f} = \frac{1}{R_0}f(\theta) \qquad \text{avec} \quad f(\theta) = \frac{(1-\cos\theta) - \frac{\theta}{2}\sin\theta}{\theta^2}.$$

Ceci conduit à remplacer $\frac{R_0}{R_p}$ dans les expressions (36) et (42) par

$$\frac{R_0}{R'_p} = \left[\frac{R_0}{R_p} + f(\theta)\right]\left(\frac{\frac{\theta}{2}}{\sin\frac{\theta}{2}}\right)^2.$$

Le facteur K défini par la formule (41) devient alors

$$K = 2\frac{R_0}{L\omega}\frac{1}{\Lambda_2}\frac{R'_p}{R_p}.$$

Pour le collecteur, si le champ est suffisamment étroit ($\theta_3 \leq 1$) et les vitesses électroniques pas trop dispersées, on peut encore tenir compte de la largeur du champ de la même façon, le rendement s'écrivant alors

$$(43) \qquad \rho = 2\left[\mu_3 f - \mu_3^2\frac{R_0}{R'_{p_3}}\right]$$

où

$$\mu_3 = \frac{1}{2}\frac{U_3}{V_0}\frac{\sin\frac{\theta_3}{2}}{\frac{\theta_3}{2}},$$

doit être déterminé en tenant compte de la condition de non-réflexion pour l'électron le plus lent du paquet.

Ces expressions supposent les largeurs θ des champs bien définies; l'emploi de valeurs moyennes convenablement calculées [3] pour les différents termes correctifs permet de les utiliser lorsque le champ n'est pas limité par des grilles mais déborde dans les espaces de glissement.

Rendement pratique des tubes à trois cavités.

Pour tirer des tubes à trois cavités le maximum des avantages qu'ils sont susceptibles de procurer, on est conduit à les faire traverser par un faisceau long et étroit, ayant cependant une pervéance relativement grande. Un tel faisceau doit être guidé par un champ magnétique et la perfection avec laquelle cette focalisation est réalisée intervient directement dans la valeur du rendement pratique.

La formule (43) donnée au paragraphe précédent, et qui donne en principe le rendement pratique, doit être complétée par un facteur représentant la proportion d'électrons qui traverse effectivement le tube. L'application de cette formule à des cas pratiques, avec l'hypothèse que 10 % des électrons sont perdus avant l'arrivée dans le collecteur, conduit à des rendements de l'ordre de 45 à 50 % pour des longueurs d'onde de l'ordre de 10 à 20 cm.

En estimant, de la même façon, le rendement d'un tube à deux cavités fonctionnant dans des conditions comparables, on obtiendrait un chiffre voisin de 30 %. L'amélioration apportée par l'introduction d'une troisième cavité apparaît donc comme très appréciable et justifie la complication qu'apporte l'introduction d'un organe supplémentaire dans le tube.

CONCLUSION.

Cette étude montre qu'il est possible, par divers moyens, d'augmenter le rendement des T. M. V. Parmi ceux de ces moyens conduisant à des réalisations techniquement possibles, c'est le tube à

trois cavités qui semble le mieux adapté à la production de puissances élevées avec un bon rendement. Les calculs faits montrent qu'il est raisonnable d'attendre de ces tubes des rendements pratiques de l'ordre de 45 %, ce qui rendrait leur emploi avantageux en dépit de la complication qu'apporte l'introduction d'un troisième circuit et la focalisation d'un faisceau long et intense.

Les tubes à rassembleur large, bien qu'ils conduisent à un rendement moins élevé, présentent sur les tubes à trois cavités l'avantage de pouvoir être réalisés sous la forme de tubes relativement courts, cet avantage pouvant être exploité soit dans des tubes fonctionnant à basse tension, soit dans certains tubes, à faisceaux multiples par exemple [19] dont la géométrie se prête mal à l'introduction d'une troisième cavité.

ANNEXE.

Détermination graphique du rendement de conversion des T. M. V. a champs uniformes.

A. **Rassembleur**.

On se propose de déterminer en fonction de la phase d'entrée le temps de transit dans le rassembleur et la vitesse à la sortie du collecteur.

On sait que le temps de transit $\varphi'_1 - \varphi_1$ et la vitesse de sortie v'_1 sont donnés par les équations

$$(A^1) \qquad v'_1 = 1 + \eta_1(\cos\varphi_1 - \cos\varphi'_1),$$

$$(A^2) \qquad \theta_1 = (1 + \eta_1\cos\varphi_1)(\varphi'_1 - \varphi_1) - \eta_1(\sin\varphi'_1 - \sin\varphi_1)$$

et que les difficultés proviennent de l'équation (A^2), équation implicite en φ'_1.

Cette équation peut être résolue graphiquement en la mettant sous la forme

$$(A^3) \qquad \frac{\theta_1 - y}{\eta_1} = y\cos x + \sin x - \sin(x + y)$$

où l'on a posé

$$x = \varphi_1, \qquad y = \varphi'_1 - \varphi_1.$$

Le second membre qui ne dépend pas des paramètres θ_1 et η_1, qui caractérisent le rassembleur particulier étudié peut être représenté par un abaque sur lequel sont tracées les lignes d'égale valeur de la fonction

$$F(x, y) = y\cos x + \sin x - \sin(x + y).$$

Cet abaque a été tracé pour $0 < x < 200^G$ (au signe près on retrouve les mêmes valeurs pour $200^G < x < 400^G$) et $0 < y < 400^G$ (*fig.* A^1), $400^G < y < 800^G$ (*fig.* A^2) et $800^G < y < 1200^G$, l'équidistance des courbes étant suivant le cas cas de 10 ou 20^G.

Le premier membre de l'équation (3) peut être de la même façon représenté par un abaque trans-

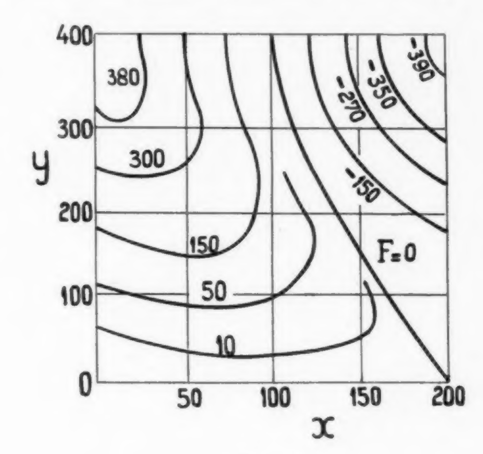


Fig. A^1.

parent composé de lignes horizontales équidistantes, l'équidistance de ces lignes dépendant de la valeur de η_1. Pour les valeurs simples de η_1 (0,075, 0,1, 0,15, ...) la distance de ces lignes est un nombre entier ou demi-entier de millimètres et

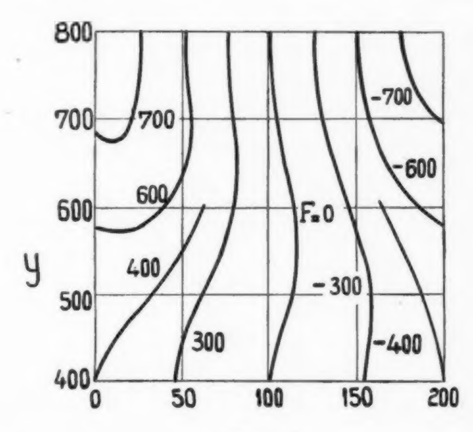


Fig. A^2.

l'on peut directement utiliser du papier millimétré transparent.

Ces deux abaques sont superposés, l'origine du deuxième abaque coïncidant avec la droite $y = \theta_1$, du premier abaque. En pointant les intersections

des courbes de même cote de ces deux abaques, on obtient par points la courbe $y = f(x)$ donnant le temps de transit en fonction de la phase d'entrée.

La vitesse de sortie v'_1 est obtenue par l'intermédiaire de la quantité

$$\mathrm{I} = \frac{(v'_1 - 1)}{\eta_1} = \cos x - \cos(x + y),$$

au moyen d'un abaque (*fig.* A[3]) sur lequel sont tracées les lignes d'égale valeur de la fonction

$$G(x, y) = \cos x - \cos(x + y).$$

La courbe $y = f(x)$ superposée à cet abaque peut alors être cotée en $\frac{(v'_1 - 1)}{\eta_1}$ et la courbe $\frac{v'_1 - 1}{\eta_1} = f(x)$ peut être rapidement tracée par points.

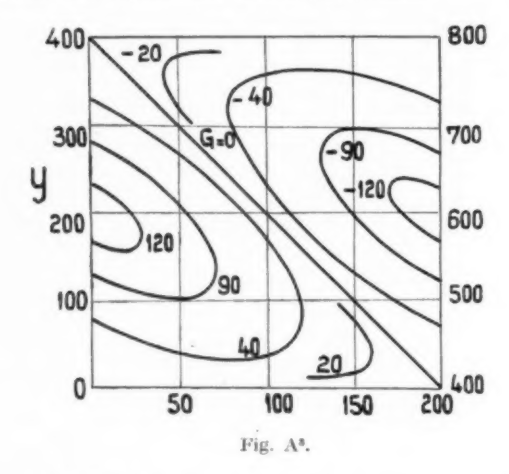


Fig. A[3].

Ce procédé de résolution de l'équation du temps de transit (A[2]) est rapide (le tracé des courbes donnant y et $\frac{(v'_1 - 1)}{\eta_1}$, en fonction de x demande moins de 10 mn) et précis (le temps de transit est, par exemple, obtenu avec une précision de l'ordre du grade).

B. Espace de glissement.

La phase d'entrée φ_2 dans le collecteur est donnée par

$$\varphi_2 = x + y + \frac{\Lambda}{v'_1}$$

où Λ représente la longueur de l'espace de glissement, y est lu sur la courbe $y = f(x)$, $\frac{\Lambda}{v'_1}$ est obtenu à partir d'un abaque donnant en fonction de X une quantité proportionnelle à $\frac{1}{v'_1}$ pour diverses valeurs de η_1. v'_1 est de même lu sur un abaque en fonction de X et η_1.

Les valeurs de v'_1 et de φ_2 correspondant à des valeurs équidistantes de x (de 20^G en 20^G) sont alors portées sur un calque sous forme de points d'abscisse φ_2 et d'ordonnée v'_1 (*fig.* A[4]).

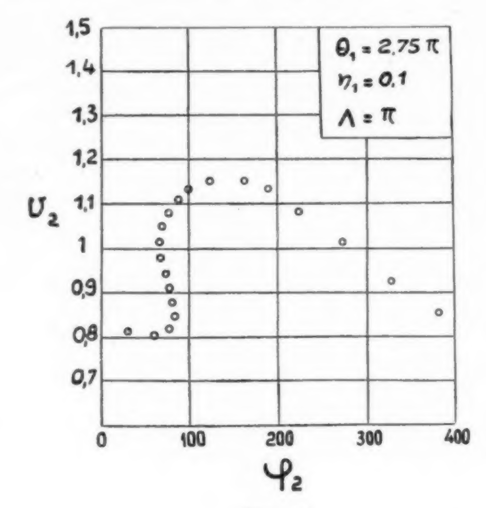


Fig. A[4].

C. Collecteur.

Dans le cas d'un collecteur infiniment étroit, le facteur de groupement f est donné par le calcul graphique des intégrales

$$\frac{1}{2\pi}\int_0^{2\pi} \sin\varphi_2\, d\varphi_1 \quad \text{et} \quad \frac{1}{2\pi}\int_0^{2\pi} \cos\varphi_2\, d\varphi_1$$

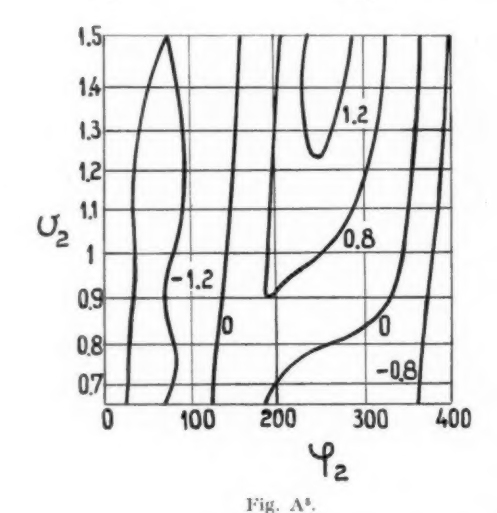


Fig. A[5].

et le rendement de conversion s'obtient à partir de ce facteur de groupement par $\varphi_c = f v_m^2$ où v_m est la valeur minimum de v_2.

Dans le cas d'un collecteur de largeur finie θ_2, on trace pour différentes valeurs de η_2 des abaques donnant en fonction de v'_1 et φ_2 la variation d'énergie cinétique $v'^2_2 - v^2_2$ d'un électron à sa traversée du collecteur. Ce travail a été fait pour $\theta_2 = \frac{\pi}{2}$ valeur voisine de l'optimum lorsqu'on tient compte des pertes dans les cavités et $\eta_2 = 0{,}35$, $0{,}40$, $0{,}45$ valeurs à l'intérieur desquelles se trouve pratiquement le maximum de rendement.

Ces abaques (*fig.* A[5]) ont été tracés par la méthode indiquée au paragraphe A pour l'étude du rassembleur. Ils font apparaître la zone des phases d'entrée pour lesquelles l'électron cède au maximum de son énergie cinétique.

En superposant à un de ces abaques le calque obtenu précédemment (*fig.* A[4]), on peut déterminer, pour chacun des électrons qui sont figurés sur ce calque, la variation de son énergie cinétique au cours de la traversée du champ du collecteur.

Les variations de phase du champ du collecteur par rapport au champ du rassembleur sont représentées par un glissement horizontal du calque (B) sur l'abaque (C). La phase optimum est obtenue en faisant la détermination du rendement pour trois phases voisines et telles que le paquet d'électrons soit situé dans la région de freinage maximum.

BIBLIOGRAPHIE.

1. D. L. Webster, *Cathode-ray bunching* (*Journ. of applied Physics*, juillet 1939).
2. R. Warnecke, *Nouveaux tubes pour ultra-hautes fréquences, les tubes à commande par modulation de vitesse* (*Rev. gén. de l'Électricité*, juin 1941).
3. P. Guénard, *Limitations pratiques de la puissance et du rendement des klystrons à deux cavités* (*Ann. de Radioélectricité*, janvier 1947; *Onde électrique*, mars 1947).
4. R. Warnecke, *Sur quelques modèles typiques de tubes à modulation de vitesse* (*Ann. de Radioélectricité*, avril 1948; *Onde électrique*, mai, juin et juillet 1948).
5. R. Warnecke, J. Bernier et P. Guénard, *Groupement et dégroupement au sein d'un faisceau cathodique injecté dans un espace exempt de champs extérieurs après avoir été modulé dans sa vitesse* (*J. de Physique et le Radium*, mai et juin 1943).
6. R. Warnecke, P. Guénard et C. Fauve, *Sur les effets de charge d'espace dans les tubes à modulation de vitesse à groupement par glissement* (*Ann. de Radioélectricité*, juillet 1947).
7. P. Guénard, *Répartition du potentiel dans un faisceau électronique cylindrique* (*J. de Physique et le Radium*, février 1945).
8. R. Warnecke et J. Bernier, *Contribution à la théorie des tubes à commande par modulation de vitesse et autres tubes à temps de transit* (*Rev. gén. de l'Électricité*, janvier et février 1942; *Erratum R. G. E.*, octobre 1943).
9. R. Warnecke et J. Bernier, Demande de brevet français numéro provisoire 471.736 déposée le 19 septembre 1942 au nom de la Compagnie générale de Télégraphie sans Fil.
10. R. Warnecke, *Sur quelques réalisations modernes et sur quelques conceptions récentes de tubes électroniques pour la réception et l'émission des ondes électromagnétiques ultra-courtes* (*Bull. de la Soc. franç. des Électr.*, février 1947).
11. J. J. Muller et E. Rostas, *Un générateur à temps de transit utilisant un seul résonateur de volume* (*Helvetica Physica Acta*, XIII, 436, 1940).
12. C. Kleesattel, *Uber die Schwingungserzeugung durch geschwindigkeitsmodulierte Elektronenstrahlen in endlichen Feldstrecken* (*Dissertation*, Darmstadt, 1946).
13. R. Warnecke, *Sur quelques conceptions nouvelles dans les domaines de la physique et de la technique des tubes émetteurs pour les fréquences très élevées* (*Ann. de la Radiodiffusion*, janvier 1944).
14. R. Warnecke, *Sur les principes des tubes électroniques à modulation de vitesse générateurs d'oscillations électromagnétiques d'ultra haute fréquence* (*Bull. de la Soc. franç. des Électr.*, Juin 1942).
15. L. F. Brodway, C. J. Milner, D. R. Petrie, W. J. Scott et G. P. Wright, *Velocity-modulation Valves* (*The Journal of the Institution of Electrical-Engineers*, mars-mai 1946).
16. R. Warnecke et J. Bernier, Demande de brevet français numéro provisoire 515.228, déposée le 16 mai 1946 au nom de la Compagnie générale de T. S. F.).
17. Feodora Rabinovitch, Demande de brevet français nº 513.134 déposée le 4 avril 1946 au nom de la Compagnie générale de T. S. F.).
18. A. E. Harrison, *Microwave frequency stability* (*Proceedings of the National Electronics conference*, Chicago, 1946).
19. R. Warnecke et P. Guénard, *Sur l'aide que peuvent apporter, en télévision, quelques récentes conceptions concernant les tubes électroniques pour ultra-haute fréquence* (*Ann. de Radioélectricité*, octobre 1948).

SUR LES PROPRIÉTÉS DES TUBES A CHAMP MAGNÉTIQUE CONSTANT (1)

LES TUBES A PROPAGATION D'ONDE A CHAMP MAGNÉTIQUE

(TROISIÈME PARTIE)

PAR J. BROSSART ET O. DŒHLER.

SOMMAIRE. — *Dans cet article, les auteurs étudient le comportement du magnétron comme tube à propagation d'onde; ils décrivent un nouveau type de tube, le tube à propagation d'onde à champ magnétique (T. P. O. M.)* (2), *et, négligeant l'influence de la charge d'espace, ils calculent le gain de ce tube utilisé comme amplificateur. Enfin, ils dégagent les différences essentielles entre le tube à propagation d'onde du type Kompfner-Pierce et le tube à propagation d'onde à champ magnétique.*

La première partie [1] de cette étude a été consacrée à l'étude des caractéristiques statiques du magnétron; on a montré, en particulier, que pour le magnétron plan, en l'absence de charge d'espace, les électrons se déplacent avec une vitesse v_s perpendiculairement aux champs électrique et magnétique et l'on a trouvé

$$v_s = \frac{U_p}{dB}, \tag{1}$$

U_p, tension anodique;
B, champ magnétique;
d, distance cathode-anode.

A ce mouvement, se superpose d'ailleurs un mouvement oscillatoire de pulsation $\omega_c = \frac{eB}{m}$. Il est intéressant de remarquer que v_s est indépendant de x, distance de l'électron à la cathode. Lorsque la charge d'espace n'est pas négligeable — toujours pour le magnétron plan — on a vu que cette charge d'espace a une densité constante en première approximation; les trajectoires électroniques restent analogues au cas précédent où l'on négligeait la charge d'espace, mais la vitesse des électrons perpendiculairement aux champs électrique et magnetique s'écrit

$$v_c = \frac{2U_p}{dB}\frac{x}{d} \tag{2}$$

et dépend de la distance x de l'électron à la cathode; en outre, le mouvement oscillatoire superposé au mouvement continu dépend légèrement de U_p.

Les oscillations de résonance sont excitées par un champ électrique H. F. qui suit les électrons tout en prenant constamment de l'énergie à l'ensemble de la charge d'espace qui est elle-même en rotation. Le principe du tube à propagation d'onde (T. P. O.) est analogue [3], [4] : on obtient l'amplification d'une onde H. F. grâce à l'interaction entre un faisceau électronique et le champ électrique de l'onde qui se propage dans la même direction que les électrons et à une vitesse voisine de ceux-ci. On est donc conduit à penser qu'il doit être possible d'utiliser le magnétron combiné au principe du tube à propagation d'onde et d'obtenir ainsi un tube amplificateur pour les U. H. F. Dans la suite de cette étude on désignera ce nouveau tube par T. P. O. M. et l'on décrira deux modes de réalisation possibles, pour lesquels on calculera le gain en se limitant au cas des petits signaux.

La figure 1 [6] donne une première forme de réalisation. C est la cathode, A est l'anode : elle est constituée par une ligne à retard, par exemple une hélice plate. E est l'entrée des ondes électromagnétiques, S la sortie. En direction de l'axe se trouve un champ magnétique constant et homogène. O est un dispositif de focalisation. Lorsque la vitesse des électrons sortant du canon est telle que la force due au champ électrique entre A et C, augmentée de la force centrifuge, équilibre exac-

---

(1) *Voir* [1] et [2].

(2) Le premier dispositif de T. P. O. M. et son principe ont été proposés par A. Lerbs à la Compagnie Générale de Télégraphie sans Fil dès novembre 1946.

tement la force de Lorentz, on a

$$\eta_1 E - r\omega^2 = \eta_1 r \omega B \qquad \left(\eta_1 = \frac{e}{m}\right)$$

et les électrons tournent autour de la cathode.

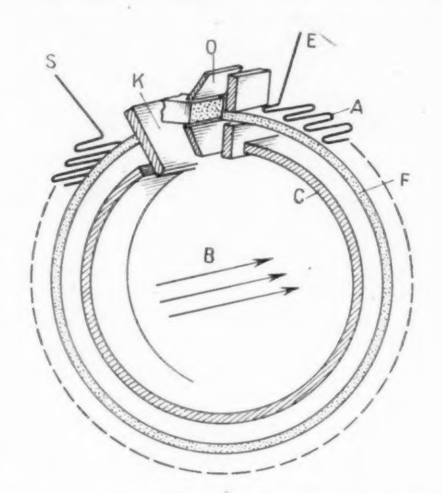


Fig. 1. — T. P. O. M. avec trajectoires circulaires.

Si, de plus, on peut négliger la force centrifuge, c'est-à-dire si $r\omega^2 < \eta_1 E$, ou si l'on a affaire à un magnétron plan, on obtient pour la vitesse des électrons la relation (1); les trajectoires électroniques

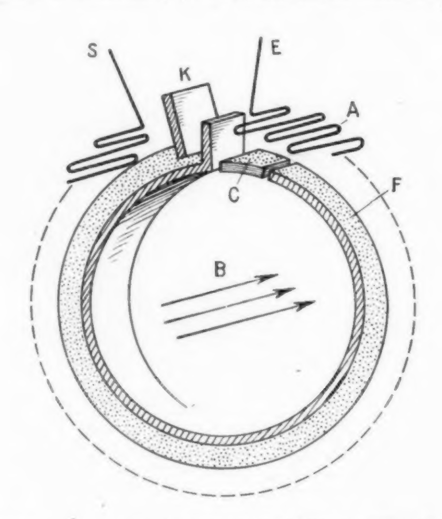


Fig. 2. — T. P. O. M. avec trajectoires épicycloïdales.

sont alors des cercles concentriques à la cathode et le mouvement relatif de fréquence $\omega_r = \frac{eB}{m}$ est négligeable. L'influence de la force centrifuge et les déviations de trajectoire à partir de la trajectoire d'équilibre ont été examinées dans la première partie.

Le faisceau électronique est finalement capté par le collecteur K qui sert également d'écran électromagnétique entre l'entrée et la sortie, de façon à éviter un couplage parasite.

La figure 2 donne une deuxième forme de réalisation [7]. La cathode C est émissive en un ou plusieurs endroits. L'anode est constituée par une ligne à retard avec entrée E et sortie S et un collecteur K absorbe le faisceau tout en formant écran entre l'entrée et la sortie. Les expériences faites sur un tel tube avec cathode émissive à l'entrée ont montré que l'influence de la charge d'espace était négligeable lorsque le courant ne dépassait pas quelques dizaines de mA. Par contre, pour des courants beaucoup plus élevés, on peut imaginer que la charge d'espace jouera un rôle considérable et l'on en tiendra compte en admettant que la densité de charge d'espace est constante (sauf peut-être au voisinage du collecteur du fait de l'absorption des électrons), ainsi qu'on l'a établi dans [1]. Pour ce dispositif (*fig.* 2), on aura des trajectoires électroniques épicycloïdales et contrairement au type de tube précédent, il faudra tenir compte du mouvement relatif de fréquence $\omega_r = \eta_1 B$ lorsque la charge d'espace est négligeable.

Le T. P. O. M. présente d'importants avantages par rapport au T. P. O. et il semble justifié d'étudier des réalisations pratiques de ce tube malgré les difficultés d'ordre technique auxquelles on ne manque pas de se heurter. En effet, on a montré [5] que le T. P. O. n'est pas utilisable pour amplifier de fortes puissances, car son rendement ne peut dépasser quelques %; ceci résulte du fait que, si l'on veut obtenir un gain on ne peut pas donner aux électrons une vitesse beaucoup plus grande que la vitesse de phase de l'onde forcée qui les accompagne, et seul le surplus d'énergie cinétique correspondant à cette différence de vitesse peut être transformé en énergie électromagnétique. Dans le T. P. O. M., par contre, les électrons qui auront cédé de l'énergie au champ H. F. la reprendront constamment au champ continu, ainsi qu'on l'a montré dans la deuxième partie de cette étude. On aura ainsi un rendement beaucoup plus grand. D'autre part, on pourra utiliser, dans le T. P. O. M., un courant électronique beaucoup plus élevé (de l'ordre de l'ampère) que dans le T. P. O. (10 à 20 mA).

On va étudier, dans cet article, le gain du T.P.O.M. pour les petits signaux; la méthode utilisée permettra, en outre, de donner la solution d'un problème qui avait été posé, mais non résolu dans la deuxième

partie de cette étude [2], à savoir : la détermination de la résistance d'amorçage des oscillations pour un magnétron à cathode épaisse. Le calcul des principales caractéristiques de fonctionnement d'un T. P. O. M. se fera suivant la même méthode que celle donnée à la fin de la deuxième partie.

1. Hypothèses.

Comparée au T. P. O., l'étude du T. P. O. M. est nettement plus compliquée car, d'une part il s'agit d'un problème cylindrique à deux dimensions et, d'autre part, il faut tenir compte du rôle essentiel que joue la charge d'espace (*voir* les Ire et IIe parties de l'étude), particulièrement pour la deuxième forme de réalisation (*fig.* 2). En conséquence, on ne pourra traiter la question qu'en faisant d'importantes simplifications et approximations.

1° On restreindra l'étude aux petits signaux;

2° On se limitera au cas du magnétron plan, cas limite du magnétron cylindrique lorsque l'on a $\frac{r_p}{r_c} \simeq 1$ (r_p, rayon de l'anode, r_c rayon de la cathode).

Il faut toutefois noter que les T. P. O. M. que l'on sera amené à réaliser s'éloigneront déjà sensiblement du cas limite magnétron plan.

3° Pour le dispositif représenté figure 1 et pour le dispositif représenté figure 2 — lorsque le courant électronique est peu intense — on admettra que l'influence de la charge d'espace est négligeable. Pour le dispositif de la figure 2 avec courant intense, on tiendra compte de la charge d'espace en admettant que sa densité est constante.

4° Pour le dispositif représenté figure 1 on négligera le mouvement relatif de fréquence $\omega_r = \eta_i B$ et l'on admettra que les électrons décrivent des cercles concentriques à la cathode.

5° Pour le dispositif représenté figure 2 :

a. On négligera l'influence de la charge d'espace, mais on tiendra compte du mouvement relatif des électrons;

b. On tiendra compte de la charge d'espace en admettant que sa densité est constante, mais on négligera le mouvement relatif des électrons.

6° On suppose

$$\eta_i B \gg |\omega - \Gamma v_c|,$$

v_c donné par (1) ou (2) est la vitesse des électrons.
Γ est la constante de phase de l'onde qui se propage dans l'espace anode-cathode.
ω est la pulsation de l'onde H. F.

Pour le cas où la charge d'espace est négligeable, l'inégalité précédente est toujours vérifiée, car on a un gain uniquement lorsque la vitesse des électrons est sensiblement égale à la vitesse de phase de l'onde. Par contre, lorsque la charge d'espace est importante, la vitesse des électrons dépend de leur distance à la cathode, de sorte qu'au voisinage de la cathode l'inégalité précédente n'est vérifiée que pour un champ magnétique très intense ($B \gg B_{cr}$). Par contre, au voisinage de l'anode les champs électriques sont importants et l'inégalité est toujours vérifiée.

7° On négligera les effets de bord en supposant le système indéfiniment étendu suivant l'axe.

8° Pour le cas avec charge d'espace, on supposera $\Gamma d \ll 1$, ce qui signifie que la longueur d'onde de propagation de l'onde est grande devant le produit 2π.distance cathode-anode. Remarquons que l'hypothèse précédente n'est pas vérifiée dans le magnétron à multivacités. L'influence de Γd sur les trajectoires électroniques a été discutée dans la IIe Partie (§ 6).

2. Étude des T. P. O. M. à charge d'espace négligeable.

A. Étude du dispositif de la figure 1 : on néglige le mouvement relatif de fréquence $\omega_r = \eta_i B$. — Le calcul du gain se fait suivant la méthode utilisée dans [4].

1° *Détermination des trajectoires électroniques.* — Le système est représenté schématiquement figure 3,

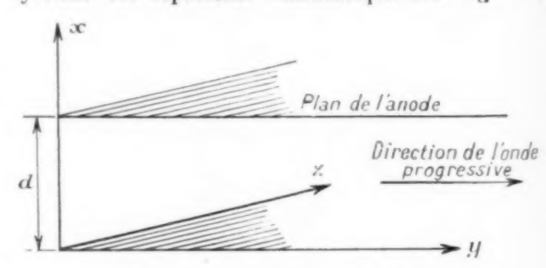


Fig. 3. — Coordonnées du système.

avec ses trois axes de référence. Un champ électrique constant $\frac{U_p}{d}$ est dirigé suivant $-x$ et un champ magnétique constant B suivant $+z$.

On suppose que les électrons entrent dans le système parallèlement à la direction $+y$, avec une vitesse v_0 donnée par (1) :

$$v_0 = \frac{U_p}{dB}.$$

En l'absence de champ H. F., leurs trajectoires sont alors définies par

$$(3)\qquad \begin{cases} x = x_0, \\ y = v_0 \tau, \end{cases}$$

avec $\tau = t - t_0$, t_0 étant l'époque de passage de l'électron considéré dans le plan $y = 0$. t étant l'instant où cet électron se trouve en Y.

Si maintenant on suppose qu'une onde H. F. se propage dans la direction y avec une constante de phase $\Gamma = \gamma - ik$, on peut obtenir les champs électriques H. F. à l'aide d'une théorie simple qui néglige l'influence des potentiels vecteurs (¹) et l'on arrive aux expressions

$$(4)\qquad \begin{cases} E_x = -i\Gamma \Delta U_p \dfrac{\operatorname{ch}(i\Gamma x)}{\operatorname{sh}(i\Gamma \mathrm{d})} e^{i\omega t_0} e^{i\omega\tau + \Gamma y}, \\ E_y = -\Gamma \Delta U_p \dfrac{\operatorname{sh}(i\Gamma x)}{\operatorname{sh}(i\Gamma \mathrm{d})} e^{i\omega t_0} e^{i\omega\tau + \Gamma y}, \end{cases}$$

avec

$$\Gamma = \bar{\gamma} - i\bar{k}, \qquad \bar{k} = \frac{\omega}{\bar{v}},$$

$\bar{v}$, vitesse de phase de l'onde.

ΔU_p ayant les dimensions d'une tension sert à définir l'amplitude de champ; lorsque cette amplitude est petite devant celle du champ électrique constant $\frac{U_p}{d}$, les trajectoires des électrons en présence de l'onde H. F. peuvent être considérées comme étant les trajectoires (3) perturbées

$$(5)\qquad \begin{cases} x = x_0 + \delta x, \\ y = v_0 \tau + \delta y. \end{cases}$$

Supposant la vitesse de phase de l'onde sensiblement égale à v_0, δx et δy satisfont en première approximation aux équations

$$(6)\qquad \begin{cases} \delta\ddot{x} + \omega_r \delta\dot{y} = i\eta\Gamma\Delta U_p \dfrac{\operatorname{ch}(i\Gamma x_0)}{\operatorname{sh}(i\Gamma \mathrm{d})} e^{i\omega t_0} e^{i\xi\tau}, \\ \delta\ddot{y} - \omega_r \delta\dot{x} = \eta\Gamma\Delta U_p \dfrac{\operatorname{sh}(i\Gamma x_0)}{\operatorname{sh}(i\Gamma \mathrm{d})} e^{i\omega t_0} e^{i\xi\tau}, \end{cases}$$

où l'on a posé

$$\eta = \frac{e}{m}, \qquad \omega_r = \eta B, \qquad \xi = \omega\rho_\lambda - iv_0\bar{\gamma}, \qquad \rho = 1 - \frac{v_0}{\bar{v}}.$$

(¹) Une théorie plus complète faite à partir des équations de Maxwell est développée en annexe; pour $|\Gamma|^2 \gg \frac{\omega^2}{c^2}$, cas qui nous intéresse ici, elle donne sensiblement les mêmes expressions pour E_x et E_y que la théorie simple.

Comme l'on a $|\xi| < \omega_r$, il s'ensuit

$$(7)\qquad \begin{cases} \delta x = \dfrac{i\eta\Gamma\Delta U_p}{\omega_r \xi} \dfrac{\operatorname{sh}(i\Gamma x_0)}{\operatorname{sh}(i\Gamma \mathrm{d})} e^{i\omega t_0} e^{i\xi\tau}, \\ \delta y = \dfrac{\eta\Gamma\Delta U_p}{\omega_r \xi} \dfrac{\operatorname{ch}(i\Gamma x_0)}{\operatorname{sh}(i\Gamma \mathrm{d})} e^{i\omega t_0} e^{i\xi\tau}, \end{cases}$$

$$(8)\qquad \begin{cases} \delta v_x = i\xi\,\delta x, \\ \delta v_y = i\xi\,\delta y. \end{cases}$$

Il faut remarquer ici que δx et δy sont proportionnels à $\frac{1}{\xi}$, alors que, dans le T. P. O., les perturbations des trajectoires sont proportionnelles à $\frac{1}{\xi^2}$ (*voir* [3], [4]). En outre, δx est proportionnel au champ Ey et δy au champ Ex.

2° *Calcul du courant H. F.* — Le faisceau électronique non modulé est supposé occuper l'intervalle x_0, $x_0 + \Delta x_0$ et transporter un courant constant I. La densité de charge continue est donc

$$b_0 = \frac{I}{v_0 \Delta x_0}.$$

Appliquons maintenant au faisceau modulé l'équation de conservation de l'électricité

$$\operatorname{div}\left(b\vec{v}\right) = -\frac{\partial b}{\partial t}.$$

Restreinte aux petits mouvements, cette équation se réduit à

$$v_0 \frac{\partial}{\partial y}(b - b_0) + i\omega(b - b_0) = 0$$

et montre que l'on a partout $b = b_0$. Autrement dit, dans le faisceau modulé la densité de charge reste constante et égale à la densité du faisceau non modulé.

Le courant alternatif i_y est donc uniquement dû aux variations de section du faisceau et l'on peut écrire

$$I + i_y = \int_{x_0 + \delta(x_0)}^{x_0 + \Delta x_0 + \delta(x_0 + \Delta x_0)} b_0 [v_0 + \delta v_y(x)]\,\mathrm{d}x$$

soit, puisque $|\xi| < \omega$ et Δx_0 très petit

$$(9)\qquad i_y = iI\,\mathrm{d}\Gamma \frac{\Delta U_p}{U_p} \frac{\omega}{\xi} \frac{\operatorname{ch}(i\Gamma x_0)}{\operatorname{sh}(i\Gamma \mathrm{d})} e^{i\omega t_0} e^{i\xi\tau}.$$

Remarques. — *a.* On peut trouver directement cette expression du courant en appliquant la conservation de l'électricité dans la direction y, c'est-à-dire en écrivant

$$I + i_y = I \frac{\mathrm{d}t_0}{\mathrm{d}t},$$

mais cette méthode ne renseigne pas directement sur le fait physique intéressant comme quoi $b = b_0$ dans tout le faisceau.

b. Le courant alternatif i_x peut être négligé en première approximation; en effet, on n'a pas de composante continue de vitesse suivant x et le courant traversant un élément de hauteur q situé à l'abscisse x s'écrit simplement

$$i_x = \int_y^{y+q} b_0\, \delta v_x \, \mathrm{d}y,$$

terme qui est négligeable devant i_y, car ξ est très petit devant ω.

3° *Bilan d'énergie*. — Soient :

— $\mathrm{d}P$, la puissance apparente cédée par le courant électronique le long d'un petit parcours $\mathrm{d}y$;

+ $\mathrm{d}P_1$, la puissance apparente consommée par la ligne le long du parcours $\mathrm{d}y$;

+ $\mathrm{d}P_2$, l'accroissement, le long de $\mathrm{d}y$, de la puissance apparente qui se propage dans la direction de l'onde.

D'après la loi de la conservation de l'énergie, on peut écrire

$$\mathrm{d}P + \mathrm{d}P_1 + \mathrm{d}P_2 = 0, \tag{10}$$

équation qui va permettre de calculer la constante de propagation de l'onde forcée à partir des caractéristiques du tube (courant, tension, champ magnétique, etc.) et de la constante de propagation $\gamma - ik$ de l'onde libre susceptible de se propager le long de la ligne à retard en l'absence de courant électronique.

— $\mathrm{d}P$ est donné par [1]

$$-\mathrm{d}P = \frac{E_y i_y^* \,\mathrm{d}y}{2} \tag{11}$$

et s'écrit sensiblement, en négligeant $\bar{\gamma}$ devant ik dans les fonctions hyperboliques

$$-\mathrm{d}P = \frac{e^{2\bar{\gamma}y}}{2} \frac{\Delta U_p^2}{U_p} I \,\mathrm{d}\bar{k}^2 \frac{\mathrm{sh}(\bar{k}x)\,\mathrm{ch}(\bar{k}x)}{\mathrm{sh}^2(\bar{k}\mathrm{d})} \frac{v_0\bar{\gamma}\omega + i\omega^2\rho}{\rho^2\omega^2 + v_0^2\bar{\gamma}^2}. \tag{12}$$

Pour calculer $\mathrm{d}P_1$ et $\mathrm{d}P_2$, il faut rappeler que la puissance apparente transportée par l'onde peut s'écrire

$$P = \frac{E_y E_y^*}{2R_y}, \tag{13}$$

R_y étant une constante caractérisant la ligne à retard (résistance de couplage) [2].

Dans ces conditions, on a

$$\mathrm{d}P_1 = -\frac{E_y E_y^*}{R_y}(\gamma + ik)\,\mathrm{d}y, \tag{14}$$

$$\mathrm{d}P_2 = \frac{E_y E_y^*}{R_y}(\bar{\gamma} + i\bar{k})\,\mathrm{d}y. \tag{15}$$

Annulant séparément les parties réelles et imaginaires de (10), on obtient finalement les deux relations

$$(\bar{\gamma} - \gamma)\left(\bar{\gamma}^2 + \frac{\omega^2}{v_0^2}\rho^2\right) = \frac{\mathrm{d}R_y \coth(\bar{k}x_0)}{2Z_0}\frac{\omega}{v_0}\bar{\gamma}; \tag{16}$$

$$(\bar{k} - k)\left(\bar{\gamma}^2 + \frac{\omega^2}{v_0^2}\rho^2\right) = \frac{\mathrm{d}R_y \coth(\bar{k}x_0)}{2Z_0}\frac{\omega^2}{v_0^2}\rho, \tag{17}$$

où $Z_0 = \frac{U_p}{I}$ représente l'impédance du faisceau.

Les relations (16) et (17) permettent maintenant de calculer le gain du tube et la vitesse de phase de l'onde forcée. La relation (17) montre, en particulier, que si $\bar{k} = k$, on a $\rho = 0$, autrement dit : si la vitesse v_0 des électrons est égale à la vitesse de phase v de l'onde libre, la vitesse de phase $\bar{v}$ de l'onde forcée sera la même que celle de l'onde libre. Ceci différencie profondément le mécanisme de fonctionnement du T. P. O. M. de celui du T. P. O. où la vitesse de phase de l'onde forcée est toujours différente de celle de l'onde libre.

Les relations (16) et (17) sont discutées en fin du paragraphe B.

B. Étude du dispositif de la figure 2 : on tient compte du mouvement relatif des électrons. — Dans le paragraphe précédent, on a pu négliger le mouvement relatif des électrons, parce que l'on admettait qu'un dispositif de focalisation approprié injectait le faisceau électronique dans l'espace cathode-anode du magnétron avec une vitesse v_0 parallèle à la cathode et égale à $\frac{U_p}{\mathrm{d}B}$. Or, il est évident qu'un tel dispositif serait difficilement réalisable et pratiquement on sera plutôt amené à placer la source d'électrons dans le plan de l'électrode C (*fig.* 1). Dans ce cas et en l'absence de charge d'espace, les électrons décrivent les trajectoires statiques cycloïdales calculées dans la première partie de cette étude [équ. (50) et (51)] :

$$x = \frac{X_r}{2}(1 - \cos\omega_r\tau), \tag{18}$$

$$y = v_0\tau + \frac{X_r}{2}\sin\omega_r\tau, \tag{19}$$

v_0 est donné par (1), $X_r = \mathrm{d}\left(\frac{B_{cr}}{B}\right)^2$ est l'amplitude de la cycloïde et $\tau = t - t_0$ est le temps de transit de l'électron entré à l'époque t_0. Dans la IIe Partie,

[1] Le signe * indique qu'il s'agit du complexe conjugué.

[2] Dans l'annexe, on calcule les champs électromagnétiques et la résistance de couplage pour une hélice plate.

paragraphe 6, on a calculé les trajectoires dynamiques des électrons lorsque la distance cathode-anode est petite, soit pour $\Gamma d = \frac{2\pi d}{\lambda_0} < 1$ (λ_0, longueur d'onde H. F. dans l'espace cathode-anode); on a trouvé, en particulier, que pour de faibles valeurs de Γd, l'amplitude du mouvement relatif des électrons de phase favorable était petite, alors que les électrons de phase défavorable avaient un mouvement relatif de grande amplitude (*voir* IIe Partie, *fig.* 11). Pour des valeurs de Γd de l'ordre de 1, on a également trouvé que l'amplitude de mouvement relatif des électrons de phase défavorable était grande, ce qui entraîne un rendement faible, une partie importante du courant électronique étant absorbée par la cathode (*voir* IIe Partie, *fig.* 13). Pratiquement, les magnétrons américains ont des valeurs de Γd de l'ordre de $1{,}9 \pm 0{,}5$. Pour de telles valeurs de Γd, le calcul des trajectoires dynamiques des électrons est compliqué; ces trajectoires ont des composantes de pulsation ω (pulsation de l'onde H. F.), $\omega_r = \eta B$, $2\omega_r$, etc. ainsi que $p\omega_r + q\omega$ (combinaisons linéaires à coefficients entiers des pulsations ω et ω_r). Dans ce qui suit, on ne tiendra compte que des composantes de pulsation ω, car seules ces composantes pourront donner naissance à un courant de fréquence $F = \frac{\omega}{2\pi}$. Une fois ce courant H. F. calculé, on pourra déterminer le gain du tube, à condition de ne pas tenir compte de l'absorption des électrons par les cylindres intérieurs et extérieurs. Or, on a vu (IIe Partie, § 6), que les composantes de fréquence $F_r = \frac{\omega_r}{2\pi}$ avaient une grosse influence sur les trajectoires électroniques, car ce sont elles qui causent une absorption aux électrodes. On peut négliger cette absorption lorsque X_r est inférieur à d et lorsque le cylindre intérieur est à un potentiel négatif par rapport à la cathode.

Supposons ces conditions remplies et admettons qu'une onde H. F. se propage dans la direction $+y$ avec une constante de phase $\Gamma = \overline{\gamma} - i\overline{k}$; les champs électriques E_x et E_y sont donnés par les relations (4) et les trajectoires des électrons seront les trajectoires (18) et (19) perturbées, les perturbations δx et δy devant satisfaire à

$$(20)\quad \begin{cases} \delta\ddot{x} + \omega_r\,\delta\dot{y} = i\eta\Gamma\,\Delta U_p \dfrac{\operatorname{ch}(i\Gamma x)}{\operatorname{sh}(i\Gamma d)}\, e^{i\omega t_0} e^{i\omega\tau + \Gamma y}, \\ \delta\ddot{y} - \omega_r\,\delta\dot{x} = \eta\Gamma\,\Delta U_p \dfrac{\operatorname{sh}(i\Gamma x)}{\operatorname{sh}(i\Gamma d)}\, e^{i\omega t_0} e^{i\omega\tau + \Gamma y}, \end{cases}$$

Remplaçant dans (20) x et y par les valeurs non perturbées (18) et (19) et négligeant dans les développements de $\operatorname{ch}(i\Gamma x)e^{\Gamma y}$ et $\operatorname{sh}(i\Gamma x)e^{\Gamma y}$ tous les termes où figure ω_r, on peut écrire (20) sous la forme

$$(21)\quad \begin{cases} \delta\ddot{x} + \omega_r\,\delta\dot{y} = A\, e^{i\omega t_0} e^{i\xi\tau}, \\ \delta\ddot{y} - \omega_r\,\delta\dot{x} = B\, e^{i\omega t_0} e^{i\xi\tau}, \end{cases}$$

avec (1)

$$(22)\quad A = i\eta\Gamma\,\Delta U_p \frac{Q}{\operatorname{sh}(i\Gamma d)},$$

$$(23)\quad B = \eta\Gamma\,\Delta U_p \frac{T}{\operatorname{sh}(i\Gamma d)},$$

$$(24)\quad Q = J_0\left(\frac{i\Gamma X_r}{2}\right)\left[1 + \frac{3}{16}(i\Gamma X_r)^2 + \frac{35}{24.128}(i\Gamma X_r)^4 + \frac{231}{720.2^{10}}(i\Gamma X_r)^6\right] + J_2\left(\frac{i\Gamma X_r}{2}\right)\left[\frac{(i\Gamma X_r)^2}{16} + \frac{7}{24.32}(i\Gamma X_r)^4 + \frac{495}{720.2^{11}}(i\Gamma X_r)^6\right].$$

$$(25)\quad T = J_0\left(\frac{i\Gamma X_r}{2}\right)\left[\frac{i\Gamma X_r}{2} + \frac{5}{6.16}(i\Gamma X_r)^3 + \frac{63}{120.256}(i\Gamma X_r)^5\right] + J_2\left(\frac{i\Gamma X_r}{2}\right)\left[\frac{(i\Gamma X_r)^3}{32} + \frac{15}{120.64}(i\Gamma X_r)^5\right],$$

$\xi = \omega - i\Gamma v_0$ (même valeur que précédemment).

Dans ces conditions, la solution forcée de (21) donne

$$\delta x = \frac{-A - i\dfrac{\omega_r}{\xi}B}{\xi^2 - \omega_r^2}\, e^{i\omega t_0} e^{i\xi\tau},$$

$$\delta y = \frac{-B + i\dfrac{\omega_r}{\xi}A}{\xi^2 - \omega_r^2}\, e^{i\omega t_0} e^{i\xi\tau},$$

soit, sensiblement, puisque $|\xi| < \omega_r$,

$$(26)\quad \delta x = \frac{iB}{\xi\omega_r}\, e^{i\omega t_0} e^{i\xi\tau},$$

$$(27)\quad \delta y = \frac{-iA}{\xi\omega_r}\, e^{i\omega t_0} e^{i\xi\tau},$$

Appliquant la conservation de l'électricité dans le sens y, on peut alors calculer le courant H. F. i_y de la même façon qu'au paragraphe II.A. Mais, auparavant, il faut éclaircir le point suivant : par suite du mouvement cycloïdal des électrons, on n'a plus une densité de courant continu constante dans la direction y, mais cette densité dépend de x, distance à la cathode. En particulier, pour $x = 0$, la densité continue dans la direction y est nulle, si bien, qu'au

(1) J_0 et J_2 sont les fonctions de Bessel de première espèce d'indice 0 et 2.

voisinage de $x = 0$, les approximations faites pour le calcul de i_y ne sont plus justifiées. Dans ce qui suit, nous admettrons quand même que la densité de courant continu est constante dans toute la section et égale à la valeur moyenne $\frac{I}{X_r}$. Cela permettra de simplifier le calcul de i_y sans entraîner une erreur trop grande étant donné qu'on reste dans l'hypothèse des petits signaux.

On trouve ainsi

$$(28)\qquad i_y = \int_{x=0}^{x=X_r} \mathrm{d}i_y$$

avec

$$(29)\qquad \mathrm{d}i_y = i\frac{I}{X_r}\,\mathrm{d}\Gamma\,\frac{\Delta U_p}{U_p}\,\frac{\omega}{\xi}\,\frac{Q}{\mathrm{sh}(i\Gamma d)}\,e^{i\omega t_0}\,e^{i\xi\tau}\,\mathrm{d}x.$$

Le bilan d'énergie s'écrira comme précédemment

$$(30)\qquad \mathrm{d}P + \mathrm{d}P_1 + \mathrm{d}P_2 = 0,$$

avec

$$(31)\qquad -\mathrm{d}P = \mathrm{d}y\int_{x=0}^{x=X_r} \frac{E_y\,\mathrm{d}i_y^*}{2},$$

$$(32)\qquad \mathrm{d}P_1 = -\frac{E_y E_y^*}{R_y}(\gamma + ik)\,\mathrm{d}y,$$

$$(33)\qquad \mathrm{d}P_2 = \frac{E_y E_y^*}{R_y}(\bar{\gamma} + i\bar{k})\,\mathrm{d}y.$$

Rappelons que l'on a

$$E_y = -\Gamma\Delta U_p\frac{\mathrm{sh}(i\Gamma x)}{\mathrm{sh}(i\Gamma \mathrm{d})}\,e^{i\omega t_0}\,e^{i\xi\tau} \qquad [\textit{voir } (4)]$$

$$R_y = \frac{k}{h}\sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}}\,\frac{\sin\psi}{\mathrm{cotg}\,\psi}\,e^{-kd}\,\frac{\mathrm{sh}^2(kx)}{\mathrm{sh}(k\mathrm{d})}. \qquad [\textit{voir } \text{Annexe } (15')]$$

Annulant séparément les parties réelles et imaginaires de (30), on obtient finalement

$$(34)\qquad (\bar{\gamma} - \gamma)\left(\bar{\gamma}^2 + \frac{\omega^2}{v_0^2}\rho^2\right) = D\bar{\gamma},$$

$$(35)\qquad (\bar{k} - k)\left(\bar{\gamma}^2 + \frac{\omega^2}{v_0^2}\rho^2\right) = D\frac{\omega}{v_0}\rho,$$

avec

$$(36)\qquad D = \frac{Q}{2X_r Z_0}\,\frac{\mathrm{ch}(\bar{k}X_r) - 1}{\mathrm{sh}(\bar{k}\mathrm{d})}\,\frac{\sin\psi}{\mathrm{cotg}\,\psi}\sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}}\,\frac{\mathrm{d}\,e^{-\bar{k}d}}{h}\,\frac{\omega}{v_0},$$

$$\rho = 1 - \frac{v_0}{v} = u - \frac{v_0}{v}\,\frac{\Delta k}{k},$$

$$u = 1 - \frac{v_0}{v},$$

$$\Delta k = \bar{k} - k.$$

Les relations (34) et (35) sont identiques aux relations (16) et (17) obtenues pour le cas où l'on négligeait le mouvement relatif des électrons. Seule la valeur de D est différente dans les deux cas.

Discussion des résultats. — Supposons tout d'abord $\rho = 0$.

On a alors propagation d'une onde amplifiée de constante d'amplification :

$$(37)\qquad \bar{\gamma} = \frac{\gamma}{2} + \sqrt{\left\{\begin{array}{l}\dfrac{f(kX_r)}{2X_r Z_0\,\mathrm{sh}(k\mathrm{d})}\,\dfrac{\sin\psi}{\mathrm{cotg}\,\psi} \\ \times\sqrt{\dfrac{\mu_0}{\varepsilon_0}}\,\dfrac{\mathrm{d}\,e^{-k\mathrm{d}}}{h}\,\dfrac{\omega}{v_0} + \dfrac{\gamma^2}{4}\end{array}\right\}},$$

avec

$$f(kX_r) = [\mathrm{ch}\,kX_r - 1]$$
$$\times\left\{J_0\left(\frac{kX_r}{2}\right)\left[1 + \frac{3}{16}(kX_r)^2 + \frac{35}{24.128}(kX_r)^4 + \frac{231}{72.2^{10}}(kX_r)^6\right.\right.$$
$$\left.\left. + J_2\left(\frac{kX_r}{2}\right)\left[\frac{(kX_r)^2}{16} + \frac{7}{24.32}(kX_r)^4 + \frac{495}{720.2^{11}}(kX_r)^6\right]\right\}.$$

Pour des rapports $\frac{B}{B_{cr}}$ variant de 1 à 1,3, on trouve que γ est maximum pour des valeurs de $k\mathrm{d}$ voisines de 1.

Supposons maintenant $\gamma = 0$ (la ligne à retard n'a pas d'atténuation).

Il y a trois valeurs possibles pour $\bar{\gamma}$ et à chacune d'elles correspond une valeur de Δk :

$$\bar{\gamma} = 0 \qquad \text{avec} \qquad \Delta k = \frac{\omega}{v_0}\,\frac{u}{2} \pm \sqrt{\left(\frac{\omega}{v_0}\,\frac{u}{2}\right)^2 - D}.$$

$$(38)\qquad \left\{\begin{array}{ll}\bar{\gamma} = -\sqrt{D - \left(\dfrac{\omega}{v_0}\,\dfrac{u}{2}\right)^2} & \text{avec} \quad \Delta k = \dfrac{\omega}{v_0}\,\dfrac{u}{2}, \\ \bar{\gamma} = +\sqrt{D - \left(\dfrac{\omega}{v_0}\,\dfrac{u}{2}\right)^2} & \text{avec} \quad \Delta k = \dfrac{\omega}{v_0}\,\dfrac{u}{2}.\end{array}\right.$$

Si nous sommes dans le domaine où l'on a amplification, on aura forcément $D > \left(\frac{\omega}{v_0}\,\frac{u}{2}\right)^2$; par conséquent, l'onde correspondant à $\bar{\gamma} = 0$ ne pourra pas exister, car elle correspondrait à Δk imaginaire, ce qui est contraire aux hypothèses du calcul et il n'y aura possibilité de propagation que pour deux ondes :

— l'une fortement atténuée :

$$\bar{\gamma} = -\sqrt{D - \left(\frac{\omega}{v_0}\,\frac{u}{2}\right)^2},$$

— l'autre fortement amplifiée :

$$\bar{\gamma} = +\sqrt{D - \left(\frac{\omega}{v_0}\,\frac{u}{2}\right)^2},$$

chacune d'elles ayant une vitesse de phase $\bar{v}$ égale à la moyenne arithmétique $\frac{1}{2}(v_0 + v)$ entre la vitesse v_0 des électrons et la vitesse v de l'onde libre.

Ceci constitue donc une autre différence essentielle entre le fonctionnement du T. P. O. M. et celui du T. P. O. où l'on avait toujours trois ondes. L'existence de deux ondes seulement est à rapprocher également du fait que le gain du T. P. O. M. est proportionnel à $I^{\frac{1}{2}}$ et non à $I^{\frac{1}{3}}$ comme dans le T. P. O. et que ce gain est diminué de la valeur $\frac{\gamma}{2}$ et non plus $\frac{\gamma}{3}$.

Étude des conditions initiales. — Dans le T. P. O., les trois ondes remplissent, à l'entrée, les conditions suivantes :

Σ champs = champ de l'onde injectée;
Σ courants H. F. = 0;
Σ vitesses H. F. = 0.

Dans le T. P. O. M., les deux ondes doivent remplir, à l'entrée, les conditions :

Σ champs = champ de l'onde injectée;
Σ courants H. F. = 0;
Σ vitesses = 0.

Les deux premières conditions donnent

$$(39) \qquad \begin{cases} \vec{E}_1 + \vec{E}_2 = \vec{E}_0, \\ \dfrac{\vec{E}_1}{\xi_1} + \dfrac{\vec{E}_2}{\xi_2} = 0. \end{cases}$$

D'où

$$\vec{E}_1 = \frac{E_0}{1 - \dfrac{\xi_2}{\xi_1}},$$

Pour $\rho = 0$, on obtient

$$\vec{E}_1 = \vec{E}_2 = \frac{\vec{E}_0}{2}$$

et le gain en décibels s'écrit

$$(40) \qquad G^{db} = 8,7\bar{\gamma}\, l - 6,$$

$\bar{\gamma}$ étant donné par (37) et l étant la longueur de la ligne à retard.

Remarque. — La condition Σ vitesses à l'entrée = 0 est remplie automatiquement; en effet, dans un T. P. O. M., il y a toujours en plus du mouvement parallèle à la cathode un mouvement relatif fonction de ω_r, $2\omega_r$, etc. et l'amplitude de ce mouvement relatif dépend de la phase de l'onde H. F. et est déterminée par la condition Σ vitesses à l'entrée = 0.

Conclusions.

Pour terminer, nous allons récapituler les principales différences entre T. P. O. M. et T. P. O.

1° Dans le T. P. O. M., le courant est proportionnel à $\frac{1}{\xi}$ alors qu'il est proportionnel à $\frac{1}{\xi^2}$ dans le T. P. O. Ceci entraîne un gain plus faible pour le T. P. O. M. que pour le T. P. O.

2° Dans le T. P. O. M., le gain est maximum lorsque les électrons ont la même vitesse que l'onde forcée et dans ces conditions cette vitesse est également celle de l'onde libre. Dans le T. P. O., par contre, on a un gain maximum lorsque la vitesse des électrons est égale à la vitesse de l'onde libre.

3° Il n'y a pas de modulation de densité dans le T. P. O. M., alors que cette modulation existe dans le T. P. O. et a des conséquences importantes [9].

4° Le rendement du T. P. O. M. est grand, celui du T. P. O. petit.

5° Dans le T. P. O. M. existent deux ondes forcées, dans le T. P. O. il y en a trois.

6° L'existence de deux ondes au lieu de trois entraîne :

a. que le gain du T. P. O. M. est proportionnel à $I^{\frac{1}{2}}$ au lieu de $I^{\frac{1}{3}}$ pour le T. P. O.;

b. que l'atténuation de la ligne à retard intervient sensiblement par le facteur $\frac{\gamma}{2}$ (au lieu de $\frac{\gamma}{3}$ pour le T. P. O.) pour diminuer le gain;

c. que l'amplitude de l'onde injectée se partage par moitié sur chacune des ondes forcées (dans le cas du gain maximum), alors qu'elle était divisée par trois pour chacune des trois ondes forcées du T. P. O.

ANNEXE.

Dans ce qui suit, on va calculer la résistance de couplage [*voir* équ. (13), (32),] à l'aide d'une méthode approchée utilisée par Rudenberg [8]. La figure 4 montre une ligne à retard telle qu'elle est pratiquement réalisable pour un T. P. O. M. : il

s'agit simplement d'une hélice plate bobinée sur un cylindre de section rectangulaire; les fils de la face de l'hélice tournée vers la cathode font un angle constant ψ voisin de $\frac{\pi}{2}$ avec la direction y. Afin de simplifier la théorie on suppose que les champs H. F. dans l'intervalle cathode-anode sont



Fig. 4 *a*. — Hélice plate.

dus uniquement aux courants H. F. circulant sur la face la plus rapprochée de la cathode, l'influence de la face supérieure et des faces latérales étant considérée comme négligeable. On peut alors, en première approximation, remplacer l'hélice par un plan

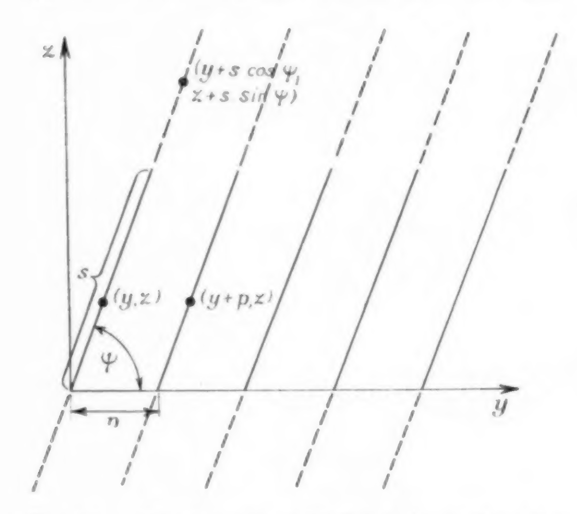


Fig. 4 *b*. — Remplacement de l'hélice par un système plan.

situé en $x = \mathrm{d}$, indéfiniment étendu dans les directions y et z et infiniment conducteur dans la direction faisant l'angle ψ avec y; de plus, il faut imposer aux champs les conditions de phase suivantes qui tiennent compte de la structure géométrique de l'hélice :

p étant le pas de l'hélice,
s étant la longueur d'une spire de l'hélice,

on doit avoir

$$\vec{E}(y + s\cos\psi,\ z + s\sin\psi) = \vec{E}(y + p,\ z),$$
$$\vec{H}(y + s\cos\psi,\ z + s\sin\psi) = \vec{H}(y + p,\ z).$$

Finalement, on a à trouver les champs H. F. engendrés par la nappe de courant précédemment décrite et qui sépare l'espace en deux domaines :

— domaine I ou domaine intérieur défini par $0 \leq x < \mathrm{d}$;
— domaine II ou domaine extérieur défini par $x > \mathrm{d}$.

Les conditions aux limites dont il faut tenir compte sont :

a. Sur la cathode (soit pour $x = 0$),

$$(1') \qquad E_y = 0, \qquad E_z = 0,$$

conditions qui expriment que le champ électrique sur la cathode est normal à celle-ci.

b. Sur l'anode (soit pour $x = \mathrm{d}$),

$$(2') \qquad E_y \cos\psi + E_z \sin\psi = 0,$$

condition qui exprime que le champ électrique doit être normal au courant à la traversée de la nappe.

$$(3') \qquad E_{y_{\mathrm{I}}} = E_{y_{\mathrm{II}}}, \qquad E_{z_{\mathrm{I}}} = E_{z_{\mathrm{II}}},$$

conditions qui expriment que le champ électrique tangentiel doit être continu à la traversée de la nappe de courant.

$$(4') \qquad H_{z_{\mathrm{I}}} \sin\psi + H_{y_{\mathrm{I}}} \cos\psi = H_{z_{\mathrm{II}}} \sin\psi + H_{y_{\mathrm{II}}} \cos\psi,$$

condition qui exprime que le courant de la nappe est parallèle à la direction faisant l'angle ψ avec y.

$$(5') \qquad \vec{E}(y + s\cos\psi,\ z + s\sin\psi) = \vec{E}(y + p,\ z)$$

condition déjà écrite plus haut.

c. A l'infini (soit pour $x = +\infty$). Les champs doivent s'annuler

$$(6') \qquad \begin{cases} \vec{E}(x = +\infty) = 0, \\ \vec{H}(x = +\infty) = 0. \end{cases}$$

Il reste donc à intégrer les équations de Maxwell :

$$\mathrm{rot}\,\vec{E} = -\mu_0 \frac{\partial \vec{H}}{\partial t}, \qquad \mathrm{rot}\,\vec{H} = \varepsilon_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t},$$
$$\mathrm{div}\,\vec{E} = 0, \qquad \mathrm{div}\,\vec{H} = 0,$$

dans le cas où les champs ne dépendent de y et de t que par le facteur

$$e^{i(\omega t - ky)}.$$

Posant $\mu_0 \varepsilon_0 \omega^2 = \frac{\omega^2}{c^2} = K^2$, on obtient, en particulier pour E_y et H_y,

$$\frac{\partial^2 E_y}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 E_y}{\partial z^2} + (K^2 - k^2) E_y = 0,$$
$$\frac{\partial^2 H_y}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 H_y}{\partial z^2} + (K^2 - k^2) H_y = 0,$$

équations qui montrent que les champs ne dépendent de z que par le facteur $e^{-i\beta z}$. Finalement, tenant compte des conditions (1'), les champs à l'intérieur s'écrivent

$$E_{x_1} = \left[\frac{ik\alpha}{k^2 - K^2} B_1 - \frac{\mu_0 \omega \beta}{k^2 - K^2} A_1\right] \operatorname{ch} \alpha x \, e^{i(\omega t - ky - \beta z)},$$
$$E_{y_1} = B_1 \operatorname{sh} \alpha x \, e^{i(\omega t - ky - \beta z)},$$
$$E_{z_1} = \left[\frac{k\beta}{k^2 - K^2} B_1 + i \frac{\mu_0 \omega \alpha}{k^2 - K^2} A_1\right] \operatorname{sh} \alpha x \, e^{i(\omega t - ky - \beta z)},$$
$$H_{x_1} = \left[\frac{ik\alpha}{k^2 - K^2} A_1 + \frac{\omega \varepsilon_0 \beta}{k^2 - K^2} B_1\right] \operatorname{sh} \alpha x \, e^{i(\omega t - ky - \beta z)},$$
$$H_{y_1} = A_1 \operatorname{sh} \alpha x \, e^{i(\omega t - ky - \beta z)},$$
$$H_{z_1} = \left[\frac{k\beta}{k^2 - K^2} A_1 - i \frac{\omega \varepsilon_0 \alpha}{k^2 - K^2} B_1\right] \operatorname{ch} \alpha x \, e^{i(\omega t - ky - \beta z)}.$$

Tenant compte des conditions (6'), les champs à l'extérieur s'écrivent :

$$E_{x_{II}} = \left[\frac{-ik\alpha}{k^2 - K^2} B_2 - \frac{\mu_0 \omega \beta}{k^2 - K^2} A_2\right] e^{-\alpha x} e^{i(\omega t - ky - \beta z)},$$
$$E_{y_{II}} = B_2 \, e^{-\alpha x} e^{i(\omega t - ky - \beta z)},$$
$$E_{z_{II}} = \left[\frac{k\beta}{k^2 - K^2} B_2 - i \frac{\mu_0 \omega \alpha}{k^2 - K^2} A_2\right] e^{-\alpha x} e^{i(\omega t - ky - \beta z)},$$
$$H_{x_{II}} = \left[\frac{-ik\alpha}{k^2 - K^2} A_2 + \frac{\omega \varepsilon_0 \beta}{k^2 - K^2} B_2\right] e^{-\alpha x} e^{i(\omega t - ky - \beta z)},$$
$$H_{y_{II}} = A_2 \, e^{-\alpha x} e^{i(\omega t - ky - \beta z)},$$
$$H_{z_{II}} = \left[\frac{k\beta}{k^2 - K^2} A_2 + i \frac{\omega \varepsilon_0 \alpha}{k^2 - K^2} B_2\right] e^{-\alpha x} e^{i(\omega t - ky - \beta z)},$$

α, β, k étant reliés par la relation

$$(7') \qquad \beta^2 = \alpha^2 + K^2 - k^2.$$

Les conditions (3'), (5'), (1') et (4') donnent alors respectivement

$$(8') \qquad A_2 = -A_1 e^{\alpha d} \operatorname{sh} \alpha d \quad \text{et} \quad B_2 = B_1 e^{\alpha d} \operatorname{sh} \alpha d,$$

$$(9') \qquad \beta = k\left(\frac{p}{s \sin\psi} - \operatorname{cotg}\psi\right),$$

$$(10') \qquad \frac{i\mu_0 \omega \alpha}{k^2 - K^2} \sin\psi \, A_1 + \left[\frac{k\beta}{k^2 - K^2} \sin\psi + \cos\psi\right] B_1 = 0,$$

$$(11') \qquad \left[\frac{k\beta}{k^2 - K^2} \sin\psi + \cos\psi\right] A_1 - i \frac{\omega \varepsilon_0 \alpha}{k^2 - K^2} \sin\psi \, B_1 = 0.$$

Les champs sont maintenant connus sans ambiguïté et en combinant leurs expressions avec les relations (7') à (11'), on peut les exprimer en fonction d'une seule constante qu'on pourrait d'ailleurs relier à la densité du courant de la nappe à l'aide du théorème d'Ampère.

On a ainsi :

a. A l'intérieur,

$$(12') \quad \begin{cases} E_{x_1} = \dfrac{1}{\sin\psi} \sqrt{\dfrac{\mu_0}{\varepsilon_0}} A_1 \operatorname{ch} \alpha x \, e^{i(\omega t - ky - \beta z)}, \\ E_{y_1} = -i \sqrt{\dfrac{\mu_0}{\varepsilon_0}} A_1 \operatorname{sh} \alpha x \, e^{i(\omega t - ky - \beta z)}, \\ E_{z_1} = i \sqrt{\dfrac{\mu_0}{\varepsilon_0}} \operatorname{cotg}\psi \, A_1 \operatorname{sh} \alpha x \, e^{i(\omega t - ky - \beta z)}, \\ H_{x_1} = \dfrac{i A_1}{\sin\psi} \operatorname{sh} \alpha x \, e^{i(\omega t - ky - \beta z)}, \\ H_{y_1} = A_1 \operatorname{ch} \alpha x \, e^{i(\omega t - ky - \beta z)}, \\ H_{z_1} = -\operatorname{cotg}\psi \, A_1 \operatorname{ch} \alpha x \, e^{i(\omega t - ky - \beta z)}. \end{cases}$$

b. A l'extérieur,

$$(13') \quad \begin{cases} E_{x_{II}} = -\sqrt{\dfrac{\mu_0}{\varepsilon_0}} \dfrac{e^{\alpha d} \operatorname{sh} \alpha d}{\sin\psi} A_1 e^{-\alpha x} e^{i(\omega t - ky - \beta z)}, \\ E_{y_{II}} = -i \sqrt{\dfrac{\mu_0}{\varepsilon_0}} e^{\alpha d} \operatorname{sh} \alpha d \, A_1 e^{-\alpha x} e^{i(\omega t - ky - \beta z)}, \\ E_{z_{II}} = +i \sqrt{\dfrac{\mu_0}{\varepsilon_0}} e^{\alpha d} \operatorname{sh} \alpha d \operatorname{cotg}\psi \, A_1 e^{-\alpha x} e^{i(\omega t - ky - \beta z)}, \\ H_{x_{II}} = \dfrac{i e^{\alpha d} \operatorname{sh} \alpha d}{\sin\psi} A_1 e^{-\alpha x} e^{i(\omega t - ky - \beta z)}, \\ H_{y_{II}} = -e^{\alpha d} \operatorname{sh} \alpha d \, A_1 e^{-\alpha x} e^{i(\omega t - ky - \beta z)}, \\ H_{z_{II}} = e^{\alpha d} \operatorname{sh} \alpha d \operatorname{cotg}\psi \, A_1 e^{-\alpha x} e^{i(\omega t - ky - \beta z)}, \end{cases}$$

avec

$$(14') \quad \begin{cases} \alpha = \left(\dfrac{s}{p \sin\psi} - \operatorname{cotg}\psi\right) K, \\ \beta = \left(\dfrac{1}{\sin\psi} - \dfrac{s}{p} \operatorname{cotg}\psi\right) K, \\ k = \dfrac{s}{p} K. \end{cases}$$

Remarque. — On voit que pour ψ voisin de $\frac{\pi}{2}$, les expressions du champ à l'intérieur sont sensiblement les mêmes que celles données par les relations (4) qui étaient obtenues à partir d'une théorie simple qui négligeait l'influence des potentiels vecteurs.

Calculant le flux de vecteur de Poynting

$$\left(\vec{P} = \frac{\vec{E} \wedge \vec{H}^*}{2}\right)$$

à travers la section droite, on obtient la puissance transportée W pour une largeur h de l'hélice

$$W = A_1^2 \sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}} \frac{\operatorname{cotg}\psi}{\sin\psi} \frac{h}{4\alpha} [\operatorname{sh} 2\alpha d + \operatorname{ch} 2\alpha d - 1]$$

et la résistance de couplage R_γ s'en déduit par la relation

$$W = \frac{E_\gamma E_\gamma^*}{2 R_\gamma},$$

qui permet d'écrire

$$R_\gamma = \frac{\alpha}{h} \sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}} \frac{\sin\psi}{\operatorname{cotg}\psi} \frac{e^{-\alpha d}}{\operatorname{sh} \alpha d} \operatorname{sh}^2 \alpha x. \tag{15'}$$

(*A suivre.*)

BIBLIOGRAPHIE.

1. O. Dœhler, *Ann. de Radioélectricité*, t. 3, 1948, p. 29-39.
2. O. Dœhler, *Ibid.*, t. 3, 1948, p. 169-183.
3. J. Bernier, *Ibid.*, t. 2, 1947, p. 87-101.
4. O. Dœhler et W. Kleen, *Ibid.*, t. 2, 1947, p. 232-242.
5. O. Dœhler et W. Kleen, *Ibid.*, t. 3, 1948, p. 124-143.
6. Demande de brevet C. S. F., déposé le 9 janvier 1947 sous le n° 528014.
7. Demande de brevet C. S. F., déposé le 13 juin 1947 sous le n° 536160.
8. R. Rudenberg, *Journ. appl. Physics*, t. 10, 1940, p. 663-681; t. 12, 1941, p. 219-229.
9. O. Dœhler et W. Kleen, *Ann. de Radioélectricité*, t. 3, 1948, p. 184-188.

ERRATA.

(Article de M. P. Rivère, *Ann. de Radioélectricité*, t. III, n° 13, juillet 1948, p. 221.)

P. 222, 2e col., ligne 15 en partant du bas, *au lieu de* distorsion linéaire, *lire* distorsion *non* linéaire.

P. 238, 2e col., ligne 3 en partant du bas, *au lieu de* aux perturbations provoquées, *lire des* perturbations provoquées.

SUR UN NOUVEAU CANON ÉLECTRONIQUE POUR TUBES A HAUTE TENSION

Par M. BRICKA et H. BRUCK,

Département Recherches physico-chimiques.

Sommaire. — *Description d'un canon électronique en usage sur les microscopes et analyseurs à diffraction de la C. S. F. Mesure de la définition géométrique du spot et du rendement.*

Ce canon, utilisé sans condenseur, réalise à 45 kV *une densité de courant dix fois supérieure et un rendement d'environ* 20 %, *soit* 13 *fois supérieur à celui du canon classique sans condenseur. La consommation totale en courant de haute tension est approximativement égale à* 40 μA.

Depuis les premiers modèles de microscope électronique et d'analyseur à diffraction, le canon éclairant (*fig.* 1) de ces appareils a peu évolué, malgré ses *faiblesses* : rendement médiocre et, du point de vue pratique, grande sensibilité du réglage de son filament.

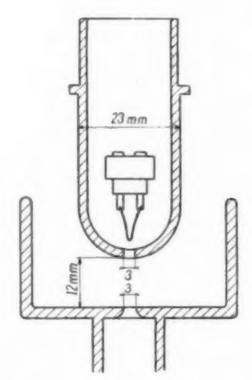


Fig. 1. — Canon ancien modèle (Von Ardenne).

La figure 2 montre un canon de forme modifiée qui, dans un grand nombre de cas, semble plus avantageux, notamment pour produire un spot de grande brillance, d'ouverture angulaire faible et de un à quelques dixièmes de millimètre de diamètre sans faire usage d'un condenseur.

Les électrodes qui forment un canon ont la double fonction de créer, uniquement à l'aide du potentiel de la source de haute tension, un champ fort à la seule pointe du filament et, simultanément, de focaliser le faisceau. Le champ très élevé à la pointe assure deux conditions essentielles pour le rendement : une émission saturée et des aberrations faibles.

La particularité essentielle du nouveau canon est son champ de concentration situé entre le wehnelt et l'anode, permettant ainsi de focaliser les électrons

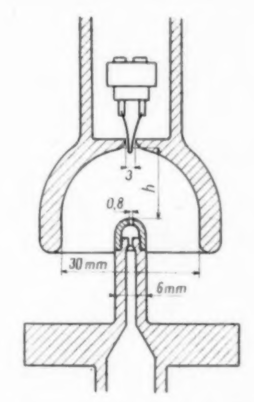


Fig. 2. — Canon modifié étudié dans cet article.

issus de la pointe du filament, bien que celle-ci pénètre très avant dans le champ, d'environ 1 mm au delà du wehnelt.

La forme concave du wehnelt, qui constitue l'électrode négative, est favorable à la rigidité diélectrique et diminue les dangers de claquage du canon. Ce fait permet de rendre considérables les valeurs du champ à la pointe du filament par réduction homothétique du modèle. La position dégagée de la pointe du filament rend son centrage peu critique.

Nous avons étudié ce canon modifié et nous l'avons comparé au modèle classique.

Les mesures portent sur une certaine gamme de valeurs des paramètres géométriques, sur les courants, le diamètre du spot, l'ouverture angulaire du faisceau et particulièrement sur le rendement.

Si l'on trouve, en effet, dans la littérature, un certain nombre d'études expérimentales sur l'ancien canon de forme classique, il n'existe aucune mesure de cette grandeur importante qu'est le rendement, caractéristique de l'intensité que l'on peut obtenir dans un faisceau de définition géométrique donnée.

D'après Langmuir [1], le rendement est défini par le rapport

$$R = \frac{j_s}{j'_s} \tag{1}$$

de la densité de courant effective j_s dans le spot à la densité j'_s que l'on obtiendrait si le canon était parfait.

D'après Langmuir, l'on a

$$j'_s = j_f \frac{\Phi_s}{\Phi_f} \sin^2 \alpha_s, \tag{2}$$

j_f étant l'émission spécifique à la pointe du filament;
Φ_f, le potentiel de sortie des électrons;
Φ_s, la tension accélératrice et α_s la demi-ouverture angulaire plane, sensiblement constante en tout point du faisceau.

Dispositif de mesure.

La forme et les dimensions du canon conventionnel sur lequel nous avons effectué les mesures ressortent de la figure 1, celles du nouveau de la figure 2.

Les canons étudiés comportent tous deux :

— Un filament en épingle à cheveux ajustable en cours de fonctionnement;
— Un cylindre de Wehnelt porté à un potentiel de polarisation négatif $-\Phi_p$ par rapport au filament;
— Une anode au potentiel accélérateur Φ_s.

La figure 3 montre le dispositif de mesure utilisé. Il comprend, dans une enceinte à vide :

1° Le canon à électrons C, monté sur un dispositif permettant le déplacement du spot en cours de fonctionnement, dispositif analogue à celui qu'utilise le microscope C. S. F.

2° Un écran fluorescent S dans le plan duquel vient se former le spot et qui est muni en son centre d'un diaphragme D de diamètre 0,12 mm.

3° Un récepteur R, qui recueille les électrons ayant traversé le diaphragme D.

4° Pour les mesures d'ouverture, le récepteur d'électrons peut être escamoté; le faisceau tombe alors sur une plaque photographique P située à 1 m environ du diaphragme.

Des microampèremètres permettent de mesurer les courants : i_a sur l'anode, i_s sur l'écran, i_d sur le récepteur d'électrons.

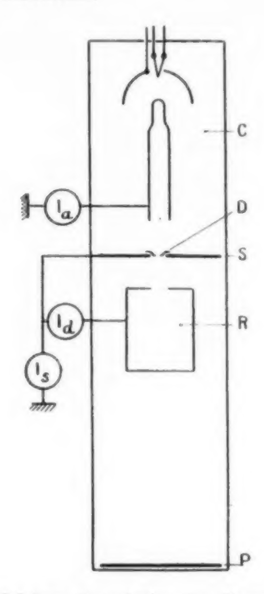


Fig. 3. — Schéma de principe du dispositif de mesure.

La multiplicité des paramètres nous a conduits, après quelques essais préalables, à en fixer un certain nombre : ce sont les dimensions des électrodes indiqués aux figures 1 et 2 :

Le diamètre du trou de l'anode : 0,8 mm (*fig.* 2);
La distance *d* de l'anode à l'écran S qui est de 150 mm;
Le diamètre du filament, 9/100e de millimètre et son courant de chauffage 1,16 A. La tension accélératrice est $\Phi_s = 45$ kV.

Les paramètres considérés sont principalement la polarisation $-\Phi_p$ du cylindre de Wehnelt et pour les modèles nouveaux (*fig.* 2) la distance *h* de l'anode au Wehnelt.

Méthode de mesure.

Les principales grandeurs mesurées sont (*fig.* 4) : le rayon r_s et l'ouverture $2\alpha_s$ du spot, le courant i_d à travers le diaphragme D, qui définit la densité de courant et le courant total i_s dans le faisceau.

La position du filament est ajustée de manière à obtenir un maximum de courant à travers le diaphragme D.

En abaissant la pointe du filament, on observe, en réalité, deux maxima successifs :

On utilisera le premier de ceux-ci. Le courant total est alors faible et le spot relativement petit. Ce spot est l'image d'un cross-over situé en avant de la pointe du filament.

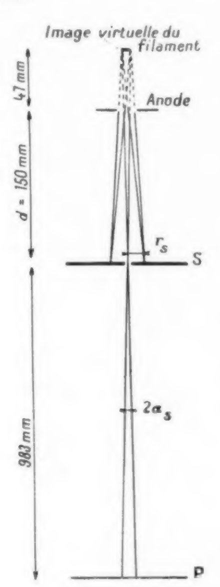


Fig. 4. — Schéma de définition du faisceau.

Le second maximum se produit lorsque l'on forme, dans le plan S, l'image du filament. Le courant total est alors considérable, mais tombe en majeure partie sur l'anode et dans un anneau très brillant entourant l'image du filament.

Mesure de α_s.

On déduit la demi-ouverture angulaire α_s à l'endroit du spot, de la divergence du faisceau traversant le diaphragme D. Le récepteur R étant escamoté, on photographie la section du faisceau dans le plan P.

Cette section est toujours légèrement ovalisée en raison de la forme toroïdale de l'extrémité du filament et du champ magnétique produit par le courant de chauffage. On déduit α_s du rayon moyen de la section photographiée du faisceau.

Mesure de r_s.

Le spot dans le plan S est une image du cross-over. On sait que la répartition des densités de courant dans un cross-over est donnée par une courbe en cloche

$$j_r = j_s e^{-\left(\frac{r}{r_s}\right)^2}. \tag{3}$$

Nos mesures ont porté sur le rayon r_s de la demi-largeur du spot. On a

$$r_s = r_D \sqrt{\frac{i_D}{i_s}}, \tag{4}$$

r_D étant le rayon du diaphragme D.

Mesure du rendement.

La formule du rendement tirée de (1) et (2) :

$$R = \frac{j_s}{j_f} \frac{\Phi_F}{\Phi_s} \frac{1}{\sin^2 \alpha_s}, \tag{5}$$

renferme outre la demi-ouverture angulaire α_s du faisceau et l'intensité de courant $j_s = \frac{i_D}{\pi r_D^2}$ au centre du spot, l'émission spécifique j_f du filament, le potentiel Φ_f de sortie des électrons et la tension accélératrice Φ_s.

Cette dernière est mesurée à l'aide d'un voltmètre Abraham.

Les grandeurs Φ_f et j_f dépendent essentiellement de la température à la pointe du filament, température que nous avons mesurée avec un pyromètre optique à filament disparaissant.

L'émission spécifique du tungstène en fonction de la température absolue est prise dans la table de Simon [2].

Le potentiel de sortie s'obtient également en fonction de la température absolue T du filament

$$\Phi_f = \frac{KT}{e} = 8,6 . 10^{-5} T_{abs} \text{ volts}. \tag{6}$$

La précision de la mesure assez délicate de la température était de 1 %. Cependant, l'émission spécifique étant une fonction exponentielle de la température, la précision sur j_f n'est que de 20 %. Compte tenu de la totalité des erreurs, le rendement est connu seulement à 30 % près.

Resultats des mesures.

Pour un filament en forme d'épingle à cheveux de 9/100 de millimètre de diamètre, la longueur de chacune des deux branches étant de 8 mm, on observe, entre le courant de chauffage i_{ch}, la température absolue T à la pointe et l'émission spécifique j_f, les relations suivantes :

i_{ch}.	T.	j_f.
1,10 A	2510° K	0,28 A : cm²
1,16	2700	1,10

Nos mesures sont toutes rapportées sur un courant de chauffage $i_{ch} = 1{,}16$ A.

L'émission totale est, dans ce cas, d'environ 40 μA.

Les résultats principaux des mesures sont représentés par les courbes figures 5, 6, 7 et le Tableau I.

Le graphique figure 5 donne la densité de courant j_s au centre du spot en fonction de la distance h de l'anode au Wehnelt, pour trois valeurs de la polarisation $-\Phi_p$. Les trois courbes présentent, pour $h = 17$ mm, un maximum, probablement dû à ce que, pour cette valeur de h seulement, le canon forme correctement une image du cross-over dans le plan du spot.

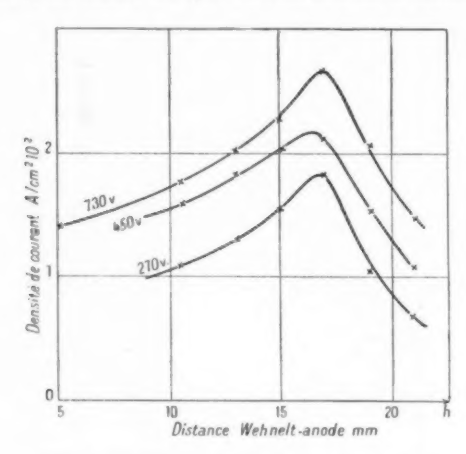


Fig. 5. — Densité de courant j_s dans le spot en fonction de la distance h wehnelt-anode ($j_f = 1{,}1$ A : cm²).

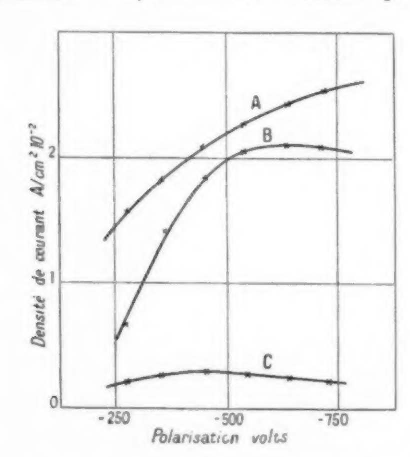


Fig. 6. — Densité de courant j_s dans le spot en fonction de la polarisation pour :

A, le canon modifié (*fig.* 2); B, un canon homothétique du précédent dans le rapport $\frac{1}{2}$; C, le canon ancien (*fig.* 1) ($j_f = 1{,}1$ A : cm²).

En figure 6, on considère, pour la valeur de $h = 17$ mm, la densité de courant j_s au centre du spot en fonction de la polarisation $-\Phi_p$. Pour des valeurs grandes de Φ_p, l'augmentation de j_s avec Φ_p devient de plus en plus faible et semble tendre vers un maximum qui n'a pas pu être atteint avec le dispositif d'essai utilisé.

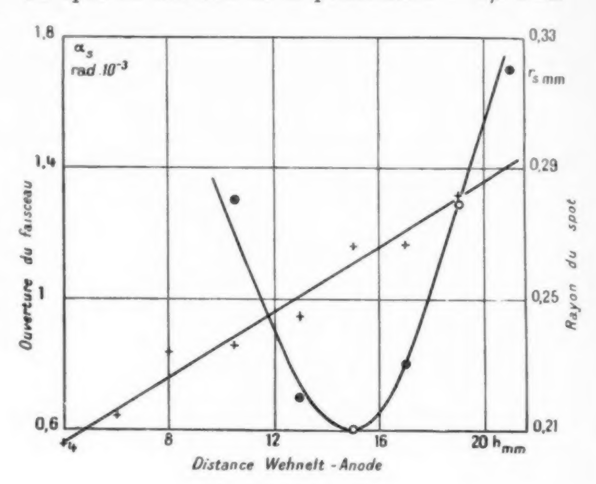


Fig. 7 *a*.

α_s = demi-ouverture angulaire du spot;
r_s = rayon du spot,
en fonction de la distance wehnelt-anode.

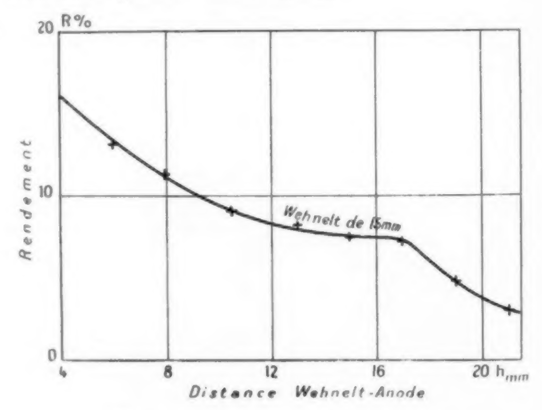


Fig. 7 *b*. — Variation du rendement avec la distance wehnelt-anode.

On a porté également sur la figure 6 les résultats obtenus avec un canon réduit homothétiquement dans le rapport $\frac{1}{2}$. Dans ce cas, le maximum apparaît nettement vers $\Phi_p = 720$ V.

La troisième courbe de la figure 6 se rapporte au canon de forme classique (*fig.* 1). Il en ressort que le gain en densité de courant du nouveau canon se chiffre par un facteur 10.

Enfin, les graphiques figures 7 *a* et *b* montrent l'évolution des caractéristiques géométriques et du rendement du canon (*fig.* 2) en fonction de la distance h de l'anode au Wehnelt pour $\Phi_p = 720$ V. La courbe du rendement possède un maximum secondaire vers $h = 16$ mm, la courbe du rayon r_s du spot un minimum pour $h = 15$ mm, qui correspondent approximativement au maximum de la densité de courant figure 5 (focalisation correcte).

Dans le Tableau I, on compare les caractéristiques du spot et les rendements des trois canons examinés, l'ancien, le nouveau (avec $h = 17$ mm) et le nouveau réduit de moitié, chacun à la polarisation pour laquelle, d'après la figure 6, j_s est maximum. On remarque la supériorité notable du rendement du nouveau modèle par rapport à l'ancien et surtout celle du modèle réduit.

Tableau I.
($d = 120$ mm, $\Phi_s = 45$ kV)

MODÈLE.	Φ_p (V).	r_s (mm).	α_s (rad).	R (%).
Classique (*fig.* 1).....	400	0,48	7.10^{-4}	1,6
Nouveau (*fig.* 2).....	720	0,23	$1,1.10^{-3}$	7
Fig. 2 réduit 1/2.....	720	0,65	$6,6.10^{-4}$	20

Du point de vue pratique, il importe encore de connaître l'influence d'une variation de la distance d de l'anode au spot. Faisant varier d, nous avons vérifié que le rendement R et le produit $r_s\,\alpha_s$ restent sensiblement constants tandis que r_s augmente comme d.

Finalement, on peut associer au canon de la figure 2 un condenseur. A proximité de l'anode, il existe une première image du filament. Un condenseur, placé à l'endroit du spot, produirait donc une seconde image du filament. On désire connaître la position et la grandeur (virtuelles) de la première image. On y parvient en plaçant près de l'anode un petit diaphragme (avec, en l'occurence un trou de 18/100[e] de millimètre de diamètre.)

Si la première image du filament est située à hauteur du diaphragme, ce dernier agit au niveau du spot sur la seule ouverture angulaire. Dans le cas contraire, il agit aussi sur la taille.

L'expérience montre, pour le modèle figure 2 avec $h = 17$, que le lieu virtuel de la première image du filament est situé à 47 mm au-dessus de l'anode, le diamètre de cette image étant de 0,5 mm.

En baissant légèrement la pointe du filament, le lieu de la première image descend également. Au plan de l'anode, son diamètre est de $2r = 0,2$ mm avec une ouverture angulaire de $2\alpha_s = 5,3.10^{-3}$.

En marge du sujet traité, nous reproduisons enfin, figure 8, une photo légèrement extrafocale du filament, obtenue lors de cette étude, qui montre,

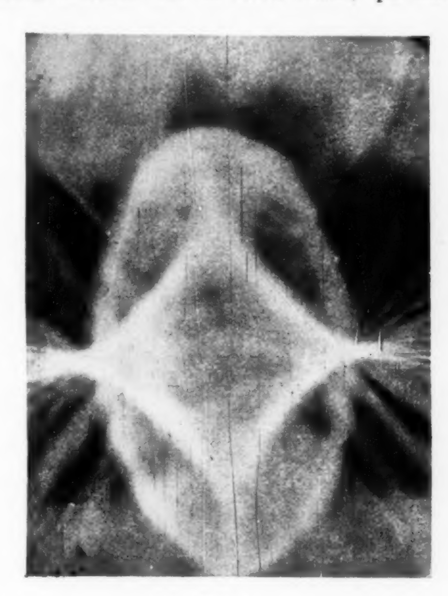


Fig. 8.

pour un système électrostatique et d'une manière encore plus frappante que ne l'a montré antérieurement Dosse pour la lentille magnétique, la ressemblance des figures d'aberration électroniques et lumineuses.

Les mesures ont été réalisées par M. L. Leroux. Les auteurs remercient M. D. Chalonge, astronome au Laboratoire d'Astrophysique de Paris d'avoir bien voulu leur prêter un pyromètre.

BIBLIOGRAPHIE.

1. D. B. Langmuir, *Theoretical limitation of cathode-ray tubes* (*Proceed. I. R. E.*, t. 25, 1937, p. 977-991).
2. Simon, *Herstellung der Glühelektroden.* — Wien-Harms, *Handbuch der Experimental Physik*, t. 13, 1939, p. 11.

BAIE DE LIAISON AU RÉSEAU TÉLÉPHONIQUE TYPE PEFA 461 POUR COMMUNICATIONS RADIOTÉLÉPHONIQUES BILATÉRALES

PAR M. BERNARD,

Ingénieur aux Services techniques de la Société Française Radioélectrique.

SOMMAIRE. — *Le matériel décrit a été établi en vue d'assurer une exploitation souple et sûre répondant aux exigences du trafic radiotéléphonique international. Après avoir rappelé le principe de la « liaison au réseau », on décrit les dispositifs de blocage et de déblocage électroniques des voies émission et réception, comportant des lignes à retard afin de réaliser à l'avance par courants de commande non retardés, la fermeture des circuits. L'établissement de l'onde porteuse est commandé par la voix de l'abonné. Les divers organes amplificateurs et régulateurs sont examinés en détail et le fonctionnement de l'ensemble est étudié. Certains détails de construction et des données sur les résultats d'exploitation complètent la description technique.*

I. Introduction.

Les dispositifs connus sous le nom de « liaison au réseau » sont des ensembles complexes, qui permettent d'assurer un trafic radiotéléphonique bilatéral entre deux postes d'abonnés dépendant chacun d'un réseau téléphonique.

Le schéma d'une telle liaison est représenté sur la figure 1.

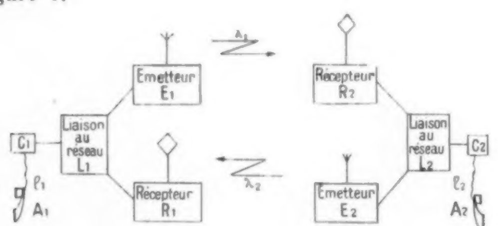


Fig. 1. — Schéma de principe d'une liaison d'abonné à abonné par l'intermédiaire d'une liaison radioélectrique.

L'abonné A_1 est relié à son central C_1 par une ligne à deux fils l_1.

Le central est lui-même relié au poste de liaison au réseau L_1.

Cette liaison au réseau doit permettre :

— de moduler l'émetteur E_1;

— de recueillir les courants d'écoute du récepteur R_1 pour les transmettre à l'écouteur de l'abonné 1 par l'intermédiaire du central C_1.

La même disposition est valable pour l'abonné A_2, en intervertissant les indices 1 et 2.

La ligne qui relie le poste d'abonné, à la liaison, en passant par le central est parcourue, à la fois, par les courants modulés issus du microphone et par les courants de parole provenant du récepteur et actionnant l'écouteur du combiné.

Si cette ligne était simplement connectée à l'émetteur radiotéléphonique, celui-ci serait modulé à la fois par les courants de parole et les courants d'écoute.

Il en résulterait deux inconvénients graves :

1° Compte tenu du temps de propagation, qui n'est pas négligeable pour les liaisons à grande distance, l'abonné réentendrait, dans son écouteur, la syllabe précédant celle qu'il vient de prononcer.

2° Il se produirait entre l'émetteur et le récepteur un régime d'autoexcitation, genre effet Larsen, susceptible d'interdire tout trafic.

Pour éliminer ce mélange nocif, on utilise un système « termineur », actuellement classique dans la technique des transmissions téléphoniques par fils.

Nous rappellerons que ce système comprend, comme organe principal, un transformateur basse fréquence du type différentiel ou hybrid à quatre enroulements respectivement connectés (*fig.* 2) :

— à la ligne d'abonné,
— à la ligne de modulation de l'émetteur,
— à la ligne de sortie du récepteur,
— à une ligne artificielle d'équilibre.

Ce transformateur, du fait des conditions de symétrie réalisées entre ses enroulements et lorsque

l'impédance de la ligne artificielle équilibre exactement en « module » et « en phase » les caractéristiques de la ligne d'abonné, permet aux courants parcourant l'enroulement provenant du récepteur de n'avoir aucune action inductive sur l'enroulement débitant sur la ligne de modulation de l'émetteur, tandis qu'ils attaquent simultanément la ligne d'abonné et l'impédance d'équilibre.

Le fonctionnement correct d'un transformateur hybrid pourrait le faire admettre comme l'élément principal d'une liaison au réseau.

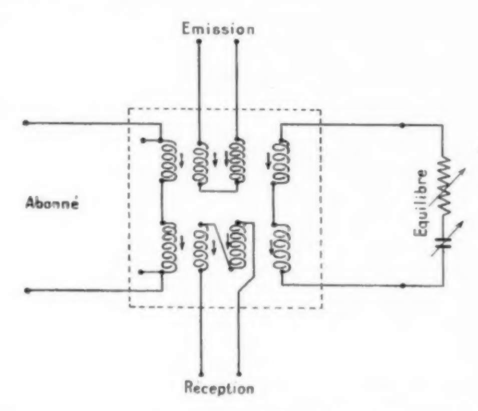


Fig. 2. — Transformateur « Différentiel » ou « Hybrid ».

Toutefois, les conditions d'équilibre requises pour le trafic (afin d'obtenir un affaiblissement de diaphonie suffisamment élevé entre les circuits affectés à l'émetteur et au récepteur) sont très précises et nécessitent un équilibre exact des impédances de ligne, qui ne peut être obtenu simultanément pour les différentes lignes d'un même central. Il en résulterait donc, pour l'exploitant, la nécessité de modifier les réglages à chaque changement de ligne d'abonné et, par conséquent, un temps mort de réglage qui abaisserait le rendement commercial du dispositif tout en rendant l'exploitation excessivement délicate.

Pour perfectionner le fonctionnement du schéma précédent et éviter la retransmission des signaux du récepteur, par l'émetteur, on emploie un dispositif de blocage analogue à ceux en service dans les centres de répéteurs téléphoniques.

Ce blocage a pour effet de couper le circuit de modulation dès que les signaux du correspondant sont reçus, évitant ainsi la retransmission des signaux reçus.

L'application de cette seule solution ne peut cependant permettre la réalisation d'une liaison au réseau d'une exploitation suffisamment souple, répondant aux exigences du trafic international.

On a donc été conduit à étudier le perfectionnement de la méthode de blocage en complétant celle-ci par un système dérivé appelé « déblocage ».

L'ensemble de la combinaison est alors le suivant :

II. **Organes essentiels d'une liaison au réseau.**

Considérons le cas le plus général où la liaison au réseau permet le trafic entre deux centres urbains dotés chacun d'un central téléphonique.

Dans cette hypothèse, l'abonné est connecté à la liaison au réseau par un circuit à deux fils.

Ce circuit aboutit à un transformateur différentiel qui, déjà, par ses propriétés, permet de relier le combiné téléphonique à l'émetteur et au récepteur.

Pour obtenir dans ces conditions la sécurité de transmission nécessaire, on adjoint au transformateur différentiel un dispositif de blocage et de déblocage de voie dont le principe est représenté sur la figure 3.

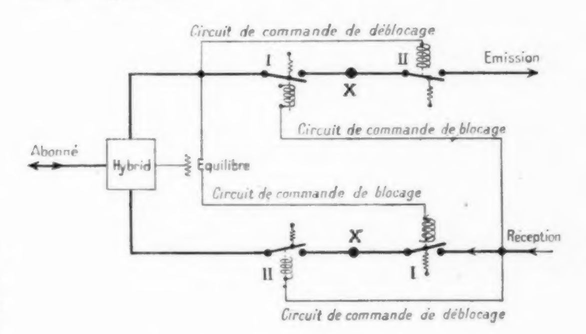


Fig. 3. — Principe du dispositif de blocage et de déblocage de voie.

La voie émission porte dans sa chaîne deux commutateurs I et II.

En période de repos, c'est-à-dire sans signal :

— l'interrupteur I est fermé, il laisse passer le courant.

Cet interrupteur peut, de plus, être actionné par les signaux provenant du récepteur; dans ce cas, le contact est ouvert et la voie « émission » est « bloquée ».

— l'interrupteur II est ouvert, la voie est coupée.

Cet interrupteur peut, de son côté, être actionné par les signaux provenant du microphone de l'abonné, dans ce cas le contact est fermé et la voie est « débloquée ».

Le même dispositif est appliqué à la voie réception.

Ainsi, lorsqu'un signal se présente à l'entrée d'une voie, l'interrupteur II étant fermé, la voie se trouve libre, tandis que l'autre est doublement coupée.

On a réalisé un système automatique à double obturation dans une voie et à libre passage dans l'autre.

Le système est perfectionné par l'adjonction, au point X, d'une « ligne à retard » qui permet de retarder légèrement la transmission du signal et d'assurer ainsi, par avance, grâce à l'action des courants non retardés, des circuits de commande, l'exécution de la fermeture de l'interrupteur II. On évite ainsi la suppression d'une partie des premières syllables des signaux à transmettre, qui se produiraient du fait de l'inertie des commandes.

L'emploi d'un tronçon radiophonique, impose une autre servitude. En effet, si la technique actuelle des récepteurs permet d'alimenter la liaison au réseau avec un niveau pratiquement constant, grâce à l'action des systèmes régulateurs et antifading, les niveaux des courants de parole appliqués à l'entrée du transformateur hybrid sont, par contre, très variables. Ils dépendent à la fois des caractéristiques de la ligne d'abonné, de l'efficacité du microphone et de la force avec laquelle l'abonné parle dans l'appareil. Or, l'émetteur manifeste son meilleur rendement au voisinage du régime correspondant à la modulation maximum et ce régime correspond également au meilleur rapport signal à bruit à la réception. Il apparaît donc nécessaire de réguler le niveau sur la voie de modulation de l'émetteur.

En conclusion, les amplificateurs à insérer sur les voies émission et réception doivent obligatoirement comporter :

A la réception :

— un étage pouvant être « bloqué » par les courants de parole;
— un étage normalement « bloqué » et pouvant être « débloqué » par les courants d'écoute;
— un étage de sortie, à gain ajustable attaquant le transformateur différentiel avec le niveau requis.

A l'émission :

— un étage pouvant être « bloqué » par les courants d'écoute;
— un étage normalement « bloqué » et pouvant être « débloqué » par les courants de parole;
— un étage « régulé » (par un moyen que nous décrirons ultérieurement) destiné à maintenir à l'entrée de la ligne de modulation de l'émetteur un niveau sensiblement constant, quel que soit le niveau d'entrée (variable dans une limite de plusieurs dizaines de décibels);
— un étage de puissance attaquant la ligne de modulation de l'émetteur avec le niveau requis.

On peut enfin considérer le cas où l'émetteur est placé à proximité du récepteur — par exemple à bord d'un navire — et où le voisinage immédiat de ces deux appareils peut troubler le trafic, en l'absence de précautions spéciales.

Si, par exemple, l'onde porteuse reste en route durant les périodes de réception, les petites étincelles qui prennent naissance à tous les mauvais contacts (haubans frottant l'un sur l'autre, etc.) donnent naissance dans le récepteur à un bruit de fond supplémentaire qui diminue fortement la qualité et l'efficacité de la liaison.

On a donc prévu, parmi les éléments de la liaison au réseau, un dispositif permettant de n'établir l'onde porteuse qu'au moment précis où l'on parle.

Cet organe intitulé « commande de porteuse à la voix », ou C. P. V. comprend, un oscillateur à fréquence acoustique, mais dont la fréquence est située en dehors du spectre de parole et dont l'arrêt ou la mise en route est déclenchée par l'organe de blocage-déblocage d'émission. Ce signal est utilisé dans l'émetteur pour commander l'établissement ou la coupure de l'onde porteuse.

III. **Schéma théorique d'une liaison au réseau.**

Les dispositifs de « blocage » et de « déblocage » peuvent être réalisés à l'aide de relais ou de lampes électroniques.

Chaque voie, émission ou réception, comportant obligatoirement un dispositif à lampes pour réaliser le gain nécessaire au bon fonctionnement de l'ensemble, la S. F. R. a préféré utiliser, pour la réalisation des systèmes bloqués et débloqués, des dispositifs à lampes, qui, tout en permettant un fonctionnement aussi net que celui des dispositifs à relais, ont l'avantage d'opérer de façon continue et de ne pas nécessiter de réglages délicats.

Le *blocage* d'un étage d'amplification est donc exécuté par l'application d'une polarisation très négative sur la grille, c'est-à-dire par annulation du courant plaque.

De même, un étage normalement bloqué par polarisation négative est *débloqué* par une contre-polarisation de la grille, ramenant le point de fonc-

tionnement de la lampe en un endroit convenable de sa caractéristique. De plus, pour éviter les « clocs » dus à l'établissement ou à la coupure du courant anodique, les étages bloqués et débloqués sont réalisés en montages symétriques.

La figure 4 indique alors la composition simplifiée d'une liaison au réseau.

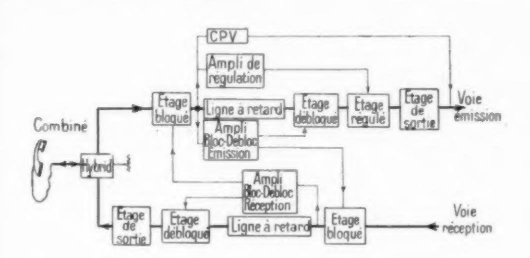


Fig. 4. — Schéma simplifié de la liaison du réseau.

N. B. — Les circuits de parole sont en traits gras. Les circuits de commande sont en traits fins.

Le combiné du poste d'abonné attaque, par une ligne à deux fils, le transformateur hybrid qui débite sur la voie émission en attaquant le premier étage (étage bloqué) qui, à son tour, commande :

a. l'amplificateur régulateur de niveau;

b. l'amplificateur de commande de blocage et déblocage « émission »;

c. le deuxième étage (étage débloqué) à travers la ligne à retard.

Ce deuxième étage est suivi de l'étage régulé, attaqué également par l'ensemble régulateur et de l'étage de sortie qui débite sur la ligne de modulation de l'émetteur.

La ligne de réception attaque un amplificateur identique à celui de la voie émission, mais ne possédant pas d'étage régulé.

Cet amplificateur débite sur l'autre enroulement actif du transformateur hybrid.

Les étages commandés, c'est-à-dire « bloqués », « débloqués » et « régulés » remplissent leur rôle par variation de polarisation :

— « limitée », pour les étages bloqués et débloqués;
— « asservie », pour les étages régulés.

Ces étages étant à montage symétrique, aucun « cloc » résultant des variations rapides de courant anodique, ne prend naissance dans les circuits de parole, étant entendu que des moyens permettent de rendre d'abord les étages parfaitement symétriques pour le jeu de lampes utilisé.

Amplificateurs « bloc et débloc ». — Ces amplificateurs ont pour objet de fournir les tensions de polarisations, aux étages bloqués et débloqués.

Ces polarisations doivent pouvoir s'établir le plus rapidement possible, pour que le fonctionnement s'opère dès l'apparition d'un début de syllabe. Elles doivent, par contre, subsister pendant un certain temps pour que le fonctionnement reste stable durant les petites poses séparant les syllabes.

Les durées ainsi déterminées doivent se conserver indépendamment des niveaux de conversation.

Le blocage et le déblocage, doivent pouvoir se produire pour un niveau de signal déterminé — réglable d'ailleurs suivant les conditions de trafic — suffisamment faible pour obéir aux plus petites intonations, suffisamment fortes pour ne pas déclencher sous l'action du bruit de fond.

Toutes ces conditions réunies font des amplificateurs « bloc-débloc » des ensembles délicats à réaliser dont le bon fonctionnement n'est assuré que par un judicieux compromis entre les diverses servitudes.

Les amplificateurs utilisés dans la liaison PEFA 461 remplissent parfaitement leur rôle, grâce à l'utilisation de circuits sélectifs réduisant l'action du bruit de fond et de valves montées, soit en dispositifs à seuil, soit en limitatrices qui donnent à l'ensemble un fonctionnement sûr et souple, absolument indépendant des niveaux de conversation.

La figure 5 indique le schéma de principe utilisé.

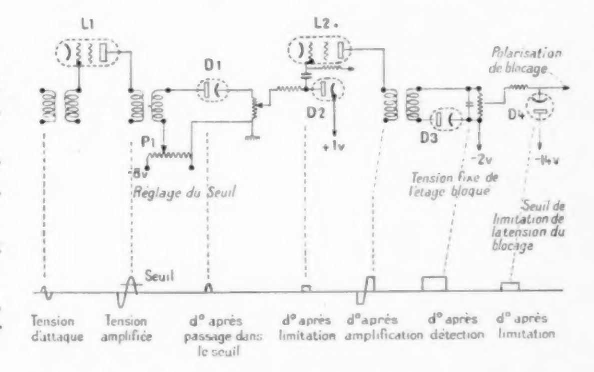


Fig. 5. — Principe des amplificateurs « Bloc » et « Débloc ».

Les courants de parole sont d'abord amplifiés par une lampe L_1. La diode D_1 possède un seuil qui ne permet au signal d'atteindre l'étage suivant que s'il possède lui-même un niveau suffisant.

Une fois le niveau atteint, le signal est transmis à la diode D_2 qui le limite et attaque l'amplificatrice L_2.

Après amplification, le signal (de forme rectangulaire) est détecté par la diode D_3 et limité par la diode D_4.

On obtient ainsi, en fonction du niveau d'entrée, une tension de polarisation ayant l'allure de la figure 5 *bis*.

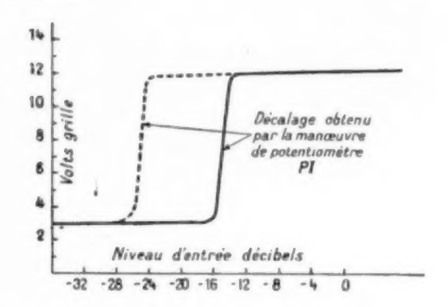


Fig. 5 *bis*. — Vairiations de la tension de polarisation en fonction du niveau d'entrée.

On voit que :

1° le passage du blocage au déblocage se produit pour une très faible variation de niveau (2 db environ);

2° une fois atteint le blocage ou le déblocage, la tension de polarisation appliquée aux étages est constante et indépendante du niveau de parole;

3° la durée du blocage ou du déblocage, commandée par la constante de temps du circuit de sortie est bien déterminée et indépendante du niveau d'entrée, la tension appliquée à ce circuit étant elle-même constante;

4° le niveau d'entrée pour lequel se produit le blocage est directement réglable par la manœuvre du potentiomètre P_1.

On reconnaît ainsi que toutes les conditions précédemment requises sont réalisées.

Amplificateur régulateur de niveau (fig. 6). — La réalisation d'un bon régulateur de niveau est également chose délicate.

Le système doit permettre une diminution presque instantanée de l'amplification, pour éviter toute surmodulation hors d'une brusque augmentation du niveau de parole (cas d'une standardiste rentrant brusquement en ligne par exemple).

Il doit, par contre, conserver cette amplification suffisamment longtemps pour ne pas déformer les intonations de la parole et suffisamment peu pour permettre de rattraper l'amplification lors d'une brusque diminution du niveau (abonné lointain par exemple).

Enfin, il ne doit pas être de réglage délicat et il doit se trouver en état d'amplification voulu, *avant* que le signal ne l'atteigne.

Ces diverses conditions ont été résolues dans le cas de la liaison PEFA 461, grâce au dispositif représenté figure 6.

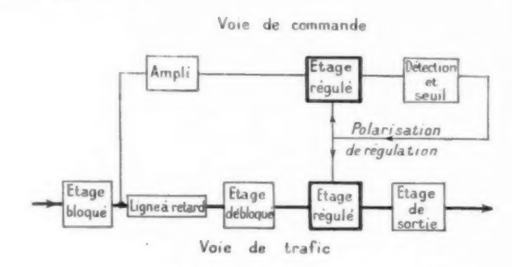


Fig. 6. — Principe de la régulation de niveau.

Une première régulation s'opère dans une voie séparée suivant un schéma de genre « antifading » comprenant un amplificateur, un étage régulé et un étage détecteur actionnant un circuit de commande, avec seuil de retardement.

On obtient ainsi une excellente régulation qui ne nécessite pratiquement aucun réglage.

Mais, dans cette voie, la première syllabe est mal régulée, du fait du temps nécessaire à l'établissement de la polarisation de régulation.

L'amplificateur d'émission comporte un étage régulé *identique* à celui de la voie de commande et commandé par la même polarisation. Cet étage se trouve donc toujours dans les mêmes conditions de

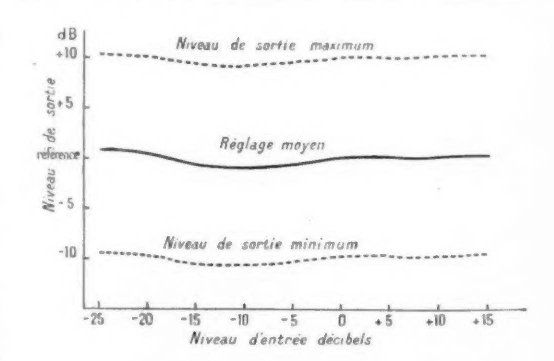


Fig. 7. — Régulation de niveau.

travail que l'étage régulé de la voie de commande et le niveau qui en sort est lui-même convenablement régulé.

Mais, comme cet étage est placé *après* la « ligne à retard », le signal n'y arrive qu'avec un certain

délai, suffisant pour que l'étage ait déjà atteint sa position de régulation.

La première syllabe est alors parfaitement régulée.

La figure 7 donne l'exemple d'une courbe de régulation obtenue.

Les variations autour de la ligne moyenne du niveau de sortie sont dues aux écarts entre les caractéristiques des lampes des deux étages régulés.

Le niveau de sortie est réglable par la seule manœuvre du potentiomètre de gain de l'étage de sortie.

Signalons enfin que la « régulation » de niveau est complétée par « écrêteur », placé dans l'étage de sortie et qui élimine toutes les pointes instantanées de modulation supérieure à un niveau donné (clocs de coupures de lignes en particulier).

IV. **Fonctionnement général.**

Compte tenu des données précédentes, on voit que si, pour un niveau faible (— 25 db par exemple) appliqué à l'entrée « abonné », on règle les polarisations grilles du premier étage de l'amplificateur d'émission et du premier étage de l'amplificateur de réception, de telle sorte que le point de fonctionnement de la grille soit normal, ces deux étages amplifieront.

Si l'on règle les polarisations grilles du deuxième étage de l'amplificateur d'émission et du deuxième étage de l'amplificateur de réception, de telle sorte que les grilles soient très négatives, ces deux étages seront « bloqués » et les signaux ne pourront plus être transmis aux étages suivants :

Dans ces conditions :

a. Pour l'amplificateur d'émission. — Si le niveau croît à l'entrée, l'amplificateur de blocage et de déblocage va à la fois :

— fournir une tension négative au premier étage de l'amplificateur de réception et bloquer cet étage. La voie réception sera doublement obturée.

— fournir une tension positive au deuxième étage de l'amplificateur d'émission et débloquer cet étage. La voie émission sera totalement ouverte.

De même, le niveau à l'entrée du régulateur de niveau augmentera. L'amplificateur du régulateur fournira une polarisation grille négative croissante à l'étage régulé de l'amplificateur d'émission; l'amplification de cet étage diminuera de telle sorte que la tension de sortie de l'amplificateur d'émission soit pratiquement constante.

b. Pour l'amplificateur de réception. — Si le niveau croît à l'entrée, l'amplificateur de blocage et de déblocage va à la fois :

— fournir une tension négative au premier étage de l'amplificateur d'émission et bloquer cet étage. La voie émission sera obturée.

— fournir une tension positive au deuxième étage de l'amplificateur de réception et débloquer cet étage. La voie réception sera totalement ouverte.

c. Amplificateur C. P. V. — Cet amplificateur est, rappelons-le, destiné à permettre la commande automatique de l'onde porteuse de l'émetteur.

La polarisation de l'étage amplificateur est normalement réglée, de façon que l'amplificateur laisse le signal.

L'amplificateur bloc et débloc émission, fournira à l'étage amplificateur du C. P. V. une tension grille négative. Cet étage est alors bloqué et, le courant musical de commande, est coupé sur la ligne.

Ce signal étant émis, en l'absence de modulation à l'émission, est utilisé pour bloquer l'onde porteuse. Lorsque la modulation est transmise, le signal de commande est supprimé et l'onde porteuse s'établit.

Le signal de commande étant transmis en l'absence de modulation, aucune diaphonie n'est à craindre entre ce signal et la conversation.

La commande à la voix peut, à volonté, être remplacée par une commande à main qui donne ainsi à l'opérateur du centre de liaison au réseau, la possibilité de mettre au repos l'émetteur durant les périodes d'attente de trafic.

Cas d'une liaison à quatre fils. — L'emploi de deux circuits pour réunir l'abonné à la liaison au réseau (un pour le micro, un pour l'écouteur) n'est employé que dans des cas très particuliers : renvoi vers un circuit quatre fils à grande distance ou trafic direct en quatre fils pour prise de contact par l'opérateur, par exemple. Toutefois, le cas est prévu dans le schéma d'ensemble.

L'appareillage est identique au matériel décrit ci-dessus, mais le transformateur hybrid est supprimé, donc :

— le microphone du poste abonné attaque directement la voie émission;

— le récepteur attaque la voie réception, qui débite dans l'écouteur de l'abonné;

— le fonctionnement des amplificateurs est semblable, à part que le blocage de l'émission par la réception et le blocage de la réception par l'émission sont supprimés.

Toutefois, le blocage du C. P. V. par l'émission reste en fonctionnement.

V. Niveaux de travail et limites de fonctionnement.

Nous allons étudier maintenant les différents niveaux électriques auxquels sont soumis les organes actifs de chaque voie.

Il y a lieu de signaler, d'abord, que dans les schémas de la figure 4, il n'a pas été fait mention des filtres « passe-haut », qui sont introduits à l'entrée de chaque amplificateur de voie pour éliminer les fréquences basses parasites, qui pourraient venir troubler le fonctionnement des amplificateurs de blocage et de déblocage ainsi que le régulateur de niveau.

L'effet de ces filtres va apparaître sur les courbes de niveau ci-après.

Voie émission (*fig.* 8). — En trafic *normal*, la ligne abonné attaque la liaison au réseau avec le niveau zéro, sur une impédance de 600 Ω.

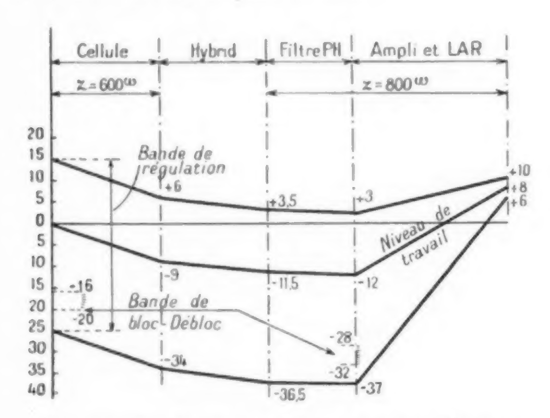


Fig. 8. — Graphique des niveaux de la voie Émission.

A l'entrée se trouve une cellule d'affaiblissement fixe de 1 néper, afin de régulariser les variations d'impédance des lignes.

La perte d'insertion du transformateur hybrid est de 2,5 db.

La perte d'insertion du filtre passe-haut est de 0,5 db.

Il en résulte que l'amplificateur est attaqué au niveau — 12 db sur une impédance de 800 Ω.

Comme il est imposé, par les Administrations exploitantes, que le niveau d'attaque de la ligne de modulation de l'émetteur soit de + 8 db, le gain de travail de l'amplificateur d'émission devra être de 20 db.

Il est imposé également que le régulateur de niveau doit maintenir un niveau de sortie de + 8 db pour un niveau variant à l'entrée de la voie de — 25 db à + 15 db, ce qui correspond à une variation de niveau de — 37 à + 3 db à l'entrée de l'amplificateur.

En conséquence, le gain de l'amplificateur devra être variable à la main, ou par le régulateur de 7 à 43 db.

Le graphique précise, en outre, la bande d'activité de l'amplificateur de bloc et débloc réglé par exemple pour fonctionner entre — 32 et — 28 db à l'entrée de l'amplificateur d'émission.

Voie réception (*fig.* 9). — En *trafic normal*, la ligne venant du récepteur attaque la liaison au réseau avec le niveau — 4,5 db sur une impédance de 800 Ω.

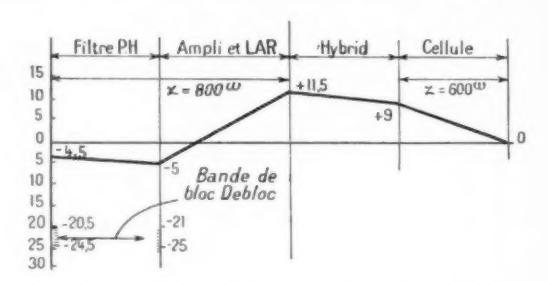


Fig. 9. — Graphique des niveaux de la voie Réception.

A l'entrée de l'amplificateur de réception se trouve un filtre passe-haut identique à celui de la voie émission dont la perte d'insertion est de 0,5 db.

Il en résulte que l'amplificateur de réception est attaqué par un niveau constant de — 5 db.

Comme le niveau, sur la ligne de l'abonné, doit être de 0 db et qu'entre la sortie et l'amplificateur de réception se retrouvent l'hybrid et la cellule fixe de 1 néper, il faut que le niveau à la sortie de l'amplificateur de réception soit de + 11,5 db.

Le gain de l'amplificateur de réception doit donc être, pour le niveau de travail, de 16,5 db.

Le graphique précise également la bande d'activité de l'amplificateur de bloc et débloc réception, soit de — 21 à — 25 db à l'entrée de l'amplificateur de réception.

VI. Eléments de contrôle et de réglage.

Pour assurer une autonomie complète à l'ensemble de la liaison au réseau, des organes ont été prévus pour permettre : le réglage préalable, la maintenance, le contrôle du fonctionnement, la commutation des lignes téléphoniques.

Ces divers éléments sont représentés sur le schéma général de la figure 10 qui donne, avec plus de détail, la composition d'une liaison au réseau type PEFA 461.

des fréquences permettent de composer un indicatif d'appel musical qui permet à l'opérateur d'identifier sans fatigue la station appelante, les courants musicaux ainsi créés étant envoyés sur la voie émission.

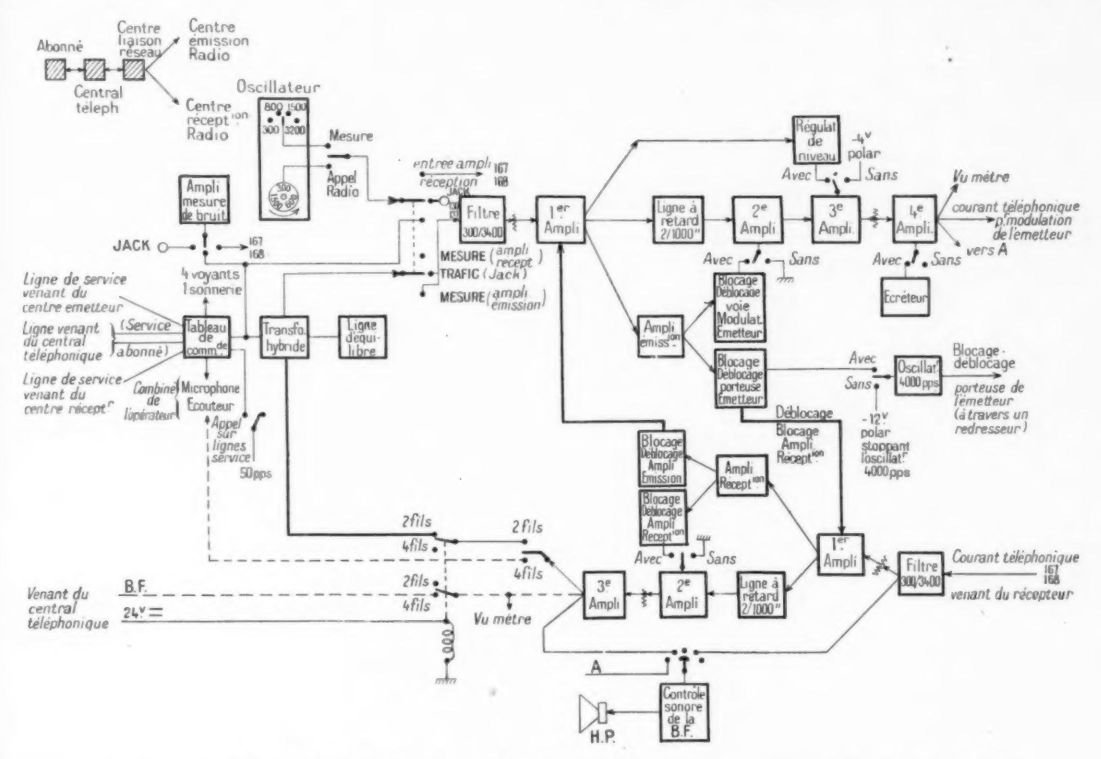


Fig. 10. — Liaison au réseau PEFA 461. Schéma synoptique pour le fonctionnement avec abonné 2 fils.

Nota. — Sur voie Émission, la porteuse, comme la modulation, peuvent être bloquées et débloquées par la voix, soit simultanément, soit l'une ou l'autre.

On trouve ainsi :

1° Un caisson générateur de fréquences servant a une double fin :

a. Mesures. — Un hétérodyne à quatre fréquences repérées dans la gamme de transmission : 300, 800, 1 500, 3 200 c : s, délivre une tension de sortie réglable par un potentiomètre gradué en décibels, le niveau étant repéré par un Vu-mètre.

Un commutateur permet d'appliquer la tension à l'entrée des deux voies, un jack permet d'appliquer la tension sur une des lignes de trafic.

b. Appel. — Le même oscillateur peut osciller sur trois fréquences 300, 800, 1 500 c : s, ces fréquences étant émises à la suite l'une de l'autre par un distributeur à cames. Le profil des cames et la succession

2° Un amplificateur de mesure de bruits. — L'amplificateur de mesure de bruits utilisé est d'abord un amplificateur de haute fidélité dont les applications peuvent être très nombreuses en raison même de ses performances : large bande passante (50 à 15 000 p), courbe de réponse pratiquement droite (+ 0,5 db). Il débite sur un vu-mètre qui indique le niveau de sortie de l'amplificateur.

Le gain maximum de l'amplificateur est réglé à 80 db, sa tension de souffle et de ronflement propre n'influe pas sur l'appareil de sortie, il est, de plus, antimicrophonique.

Précédé d'une ligne artificielle de 60 db, variable par bonds de 2 db, il permet de mesurer le rapport signal sur bruit de fond de tous les circuits aboutissant au meuble.

3° Un caisson de commande. — Ce caisson porte :

a. le combiné de l'opérateur, qui lui permettra de se relier à l'abonné, à une ligne de service ou d'intervenir dans le trafic;
b. les organes d'équilibrage du transformateur hybrid;
c. les interrupteurs de mise sous tension du régulateur de niveau et du C. P. V.;
d. les clés d'utilisation du coffret d'hétérodyne de mesures et d'appels;
e. les clés d'utilisation de l'amplificateur de mesures de bruits;
f. la clé d'écoute du trafic en haut-parleur;
g. deux clés pour la mise en service d'un système de Secret international;
h. Quatre jacks réservés à l'écoute et à la mesure des circuits des voies.

4° Caisson opérateur. — Ce caisson porte :

a. un amplificateur avec haut-parleur permettant de suivre le trafic en écoutant à la fois les deux voies ou seulement à l'entrée de la voie de réception pour assurer la veille. Le gain de l'amplificateur est réglé par deux potentiomètres agissant l'un sur la voie émission, l'autre sur la voie réception.
b. quatre clés permettant d'introduire quatre lignes de service ou de trafic dans la chaîne de la liaison;
c. deux clés à disposition de l'opérateur pour lui permettre de suivre le trafic, d'entrer en liaison avec un abonné, ou de s'adapter suivant que le trafic a lieu en deux fils ou en quatre fils;
d. une clé d'appel téléphonique pour l'opérateur;
e. une clé permettant d'interrompre la sonnerie d'appel des quatre lignes du paragraphe *b*;
f. un interrupteur qui commande la haute tension générale d'alimentation des caissons de voie ou de trafic.

VII. **Disposition du matériel**.

Les organes constituant l'ensemble de la liaison au réseau sont contenus dans une double baie « standard S. F. R. » dont les dimensions sont :

Hauteur.............	$2^m,35$,
Largeur.............	2 baies de $0^m,56$ accolées,
Profondeur..........	$0^m,42$.

Les châssis de ces baies portent des caissons métalliques également standards, qui reposent sur des glissières (deux aux angles inférieurs à titre de support, deux aux angles supérieurs à titre de guide).

Les caissons sont immobilisés par l'arrière sur les glissières par des vis « imperdables » prenant filets dans des écrous « flottants ».

A l'avant, les caissons sont fermés par des panneaux amovibles, fixés au châssis par quatre écrous borgnes. Ces panneaux portent les repères et les graduations des organes de commande ou de contrôle.

Les boutons des appareils sont amovibles sans aucune vis et un système breveté assure la constance du positionnement de l'index repère.

Les deux baies sont fermées à la partie arrière par deux portes métalliques à fermeture par clés carrées (*fig.* 11 et 12).

Dans ces deux baies, sont réparties comme suit les caissons spécialisés :

1° Baie de gauche (de haut en bas) :

— caisson hétérodyne de mesures et d'appels;
— caisson amplificateur de mesures de bruits;
— caisson de blocage et déclobage réception;
— caisson amplificateur de la voie réception;
— caisson de commande.

Sous le caisson de commande, se trouve un panneau portant six rangées de jacks, branchés sur les lignes téléphoniques de service ou de trafic, au gré de l'exploitation :

— caisson des polarisations de la voie réception;
— caisson de la ligne à retard de la voie réception;
— caisson filtre passe-haut de la voie réception.

2° Baie de droite (de haut en bas) :

— caisson régulateur à niveau et C. P. V. de la voie émission;
— caisson de mesure des tensions et débits d'alimentation;
— caisson de blocage et de déblocage de la voie émission;
— caisson amplificateur de la voie émission;
— caisson opérateur.

Également sous le caisson opérateur se trouve un panneau de jacks identique à celui décrit, qui le complète au point de vue exploitation :

— caisson des polarisations de la voie émission;
— caisson de la ligne à retard de la voie émission;
— caisson filtre passe-haut de la voie émission.

Une tablette affectée à l'opérateur est fixée à la baie. Cette tablette porte deux tiroirs.

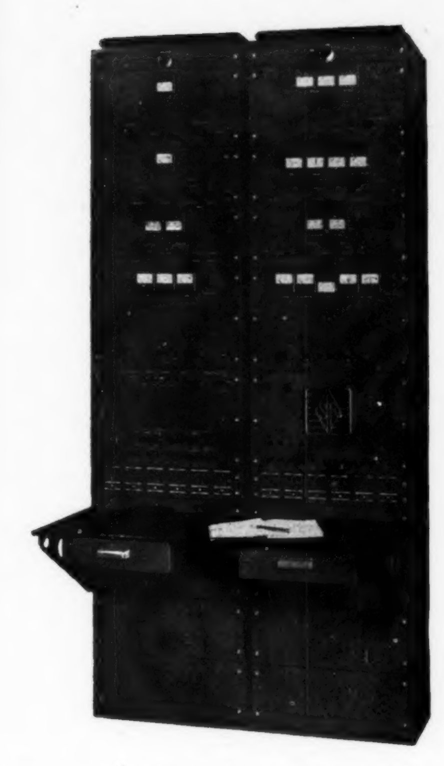


Fig. 11. — Liaison au réseau type PEFA 461, vue avant.

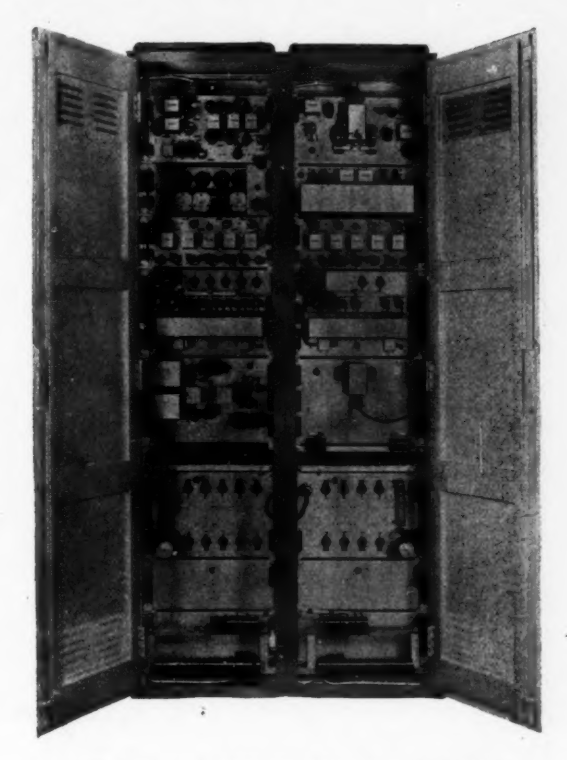


Fig. 12. — Liaison au réseau type PEFA 461, vue arrière portes ouvertes.

VIII. **Réalisation et construction du matériel** (*fig.* 13).

La figure 13 représente la baie vue de face. Tous les panneaux ont été retirés pour faire apparaître le montage et le câblage qui ont été établis pour répondre aux dernières conditions imposées par les Administrations pour obtenir la « tropicalisation » du matériel.

Dans ce but, tous les organes sensibles : condensateurs, transformateurs et selfs, sont montés en boîtiers étanches, avec sorties par perles de verre.

Le câblage intérieur des caissons est réalisé, sans l'utilisation de « peignes », mais, au contraire, grâce à une disposition étudiée des éléments, qui a permis d'exécuter la majorité des connexions sensibles en fil nu, ou simplement protégées par des perles ou par un isolant plastique, en réalisant presque toujours la jonction rectiligne entre deux points équipotentiels.

De ce fait, la condensation ne peut avoir aucune action nocive et, de plus, puisque le câblage est aéré, il apparaît sous sa forme schématique, permettant ainsi une vérification visuelle directe des circuits, sans avoir recours à des contrôles par circuit électrique auxiliaire.

Pour les lampes susceptibles d'apporter par leur sensibilité microphonique des perturbations consécutives à des vibrations mécaniques, on a utilisé une double suspension, individuelle, complétée par une suspension en groupe pour les amplificateurs de voie.

Pour les étages de l'amplificateur de mesures de bruits, les lampes, très légères, sont portées par une masse inerte et lourde, suspendue à une rotule en matière élastique et maintenue par un jeu de ressorts.

IX. **Alimentation secteur** (*fig.* 14).

Le caisson d'alimentation constitue un organe indépendant de la baie de trafic pour éviter l'action nocive des inductions parasites produites par les

transformateurs et les selfs sur les circuits des éléments des voies.

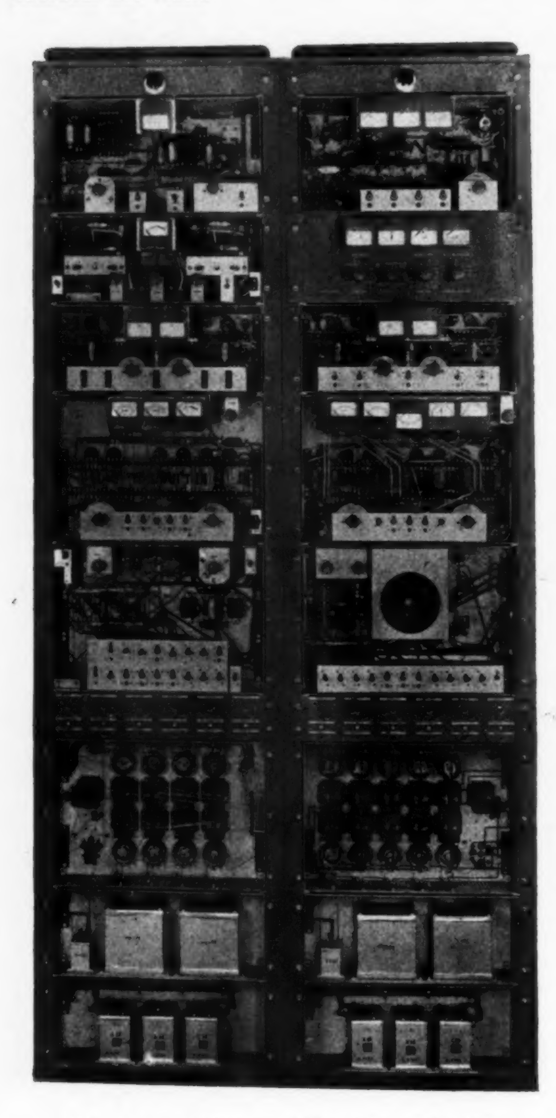


Fig. 13. — Liaison au réseau type PEFA 461, vue avant panneaux enlevés.

Le caisson contient :

— un auto-transformateur général pour permettre l'alimentation de la baie en courant à 50 c : s sous des tensions de 110 et 220 ± 5 % et ± 10 %;

— un transformateur général de chauffage des cathodes;

— deux redresseurs à valves avec filtrage, pour l'alimentation en haute tension et en tension écran stabilisée de chaque voie;

— un redressement à valve avec filtrage pour l'alimentation de chacun des coffrets de polarisation de voie, ces tensions sont stabilisées;

— un relais de sécurité qui coupe les deux redresseurs à haute tension au cas où, pour une raison quelconque, la tension de polarisation viendrait à manquer.

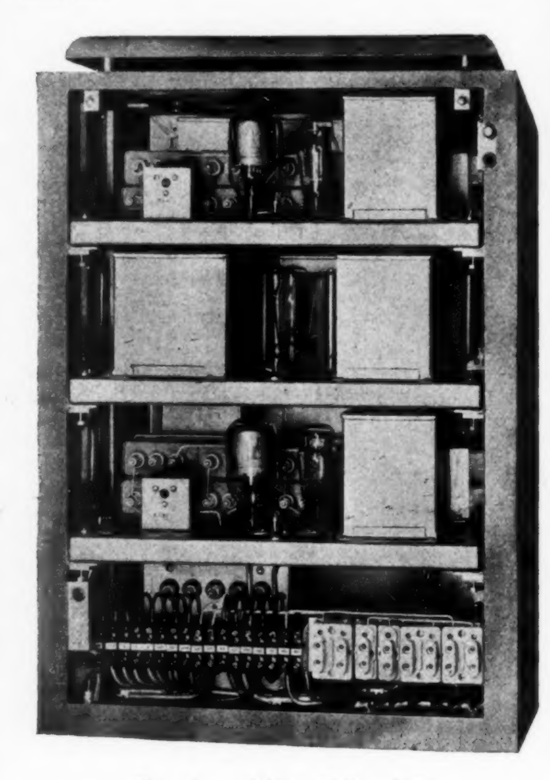


Fig. 14. — Caisson d'alimentation secteur de la liaison au réseau type PEFA 461, indépendant de la double baie de trafic.

L'interrupteur général d'alimentation est porté par le coffret d'alimentation.

Les mêmes précautions relatives à la tropicalisation sont prises pour la construction de ce coffret.

X. Performances.

On trouvera ci-dessous, à titre indicatif, les performances relevées sur un ensemble de liaison au réseau de série dans toute la bande de fréquences 300 à 3 500 c : s.

A. *Impédances d'entrée.*

Côté abonné	600 Ω ± 2 %
Impédance d'entrée côté réception	800 Ω ± 5 %
« de sortie côté émission	800 Ω ± 20 %

B. *Niveaux normaux.*

Entrée abonné	—25 à + 15 db
» réception	— 4,5 db
Sortie émission	+ 8 db

C. *Distorsion linéaire.*

Voie réception	± 0,4 db
« émission sans régulation	± 0,75 db
« émission avec régulateur	± 0,75 db

D. *Distorsion non linéaire.*

Voie réception	1,2 %
« émission sans régulateur	1,5 %
« « avec régulateur	1,5 à 5 %

E. *Rapport signal-bruit pour les niveaux normaux de travail.*

Voie réception	55 db
« émission	59 db

F. *Régulation de niveau.*

Niveau de sortie constant à + 1,7 — 0,3 db près pour une variation du niveau d'entrée de — 25 à + 15 db.

G. *Amplificateur de mesure de bruit.*

Distortion linéaire entre 50 et 15 000 c : s.	± 0,5 db
Gain maximum	80 db
Niveau de bruit (au gain maximum)	— 20 db

H. *Haut parleur de contrôle.*

Puissance modulée	1 W

I. *Diaphonie.*

Entre circuits émission et réception	70 db

J. *Consommation secteur* .... 600 VA

XI. Conclusions.

Depuis 1930, la Société Française Radioélectrique a livré aux Administrations exploitantes 55 baies de liaison au réseau, utilisées sur les liaisons coloniales et internationales (Algérie, Maroc, Indochine, Argentine, Égypte, États-Unis, Japon, U. R. S. S., etc.).

La liaison au réseau S. F. R., type PEFA 461, est l'aboutissement des principes techniques, étudiés et exploités depuis près de vingt années.

La technique d'emploi des dispositifs de blocage et de déblocage par étages symétriques à polarisation commandée a été portée dans ce modèle à un haut degré de perfectionnement et a permis de réaliser un ensemble d'une exploitation facile, d'un aspect élégant, et qui répond à toutes les exigences du trafic international.

PRODUCTIONS NOUVELLES

LE PROJECTEUR DE TÉLÉVISION SUR GRAND ÉCRAN DE LA COMPAGNIE FRANÇAISE DE TÉLÉVISION

Cet appareil de projection a été conçu pour équiper des salles de dimensions moyennes. Son étude a été conduite en vue d'assurer une sécurité d'exploitation indispensable pour la transmission publique de programmes télévisés. L'ensemble de l'équipement est constitué de deux unités identiques jumelées, y compris deux tubes de projection, commandées à partir d'un pupitre unique muni d'appareils de contrôle et de mesure.

Tous les organes sont contenus dans quatre meubles : une double baie renfermant les récepteurs H. F. et les étages de synchronisation; le bâti des projecteurs (*fig.* 1) où sont logés l'amplificateur de modulation, le transformateur H. F. de couplage et les chassis de déviation; le pupitre de commande et le générateur de haute tension. Des sécurités sont évidemment prévues pour le matériel fonctionnant sous haute tension.

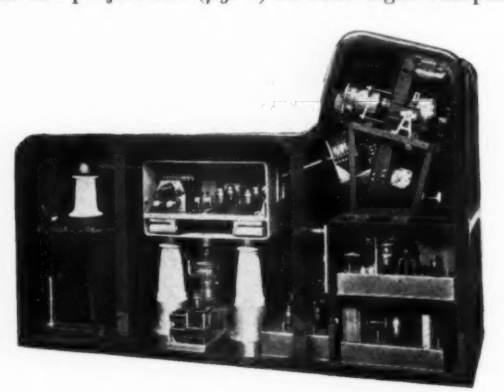


Fig. 1. — Vue latérale du meuble des projecteurs, panneaux enlevés.

Bien que l'ensemble projecteur soit destiné à recevoir les émissions télévisées à leur norme actuelle de 450 lignes, la conception de l'appareil a été prévue pour permettre, après modifications, la réception et l'amplification de bandes de fréquences correspondant à une définition plus élevée.

Le *récepteur haute fréquence* fonctionne sur une seule bande latérale; sa sensibilité est de 500 μV. D'une largeur totale de 5 Mc : s, la bande passante permet la transmission d'un signal vidéo de 4 Mc : s sans affaiblissement, tout en conservant un affaiblissement de 40 d b pour la voie adjacente du son placée à 4 Mc : s plus bas, sur 42 Mc : s.

L'étage de séparation des signaux de synchronisation à polarisation automatique fournit des impulsions d'amplitude constante dès que la tension d'entrée du récepteur excède 500 μV. Des oscillographes à balayage elliptique permettent de contrôler l'amplitude et la forme de ces impulsions.

Le couplage du récepteur proprement dit à *l'amplificateur de modulation* (vidéo) posait un problème délicat, du fait de la mise à la terre de l'écran du tube cathodique de projection. La tension d'accélération maximum ayant été fixée à 80 kV, il s'agissait d'assurer l'isolement entre le récepteur et les circuits de modulation du Wehnelt : une ampoule soigneusement vidée, renfermant les inductances de l'avant-dernier filtre de bande et les réunissant par de courts tronçons de câbles coaxiaux aux tubes amplificateurs, élimine le danger de claquage au cas où la différence de potentiel entre ces inductances atteindrait 80 kV. Le châssis de l'amplificateur est monté sur des colonnes isolantes (*fig.* 1).

Pour conserver la linéarité de l'amplificateur vidéo, indispensable au contraste, sans avoir à diminuer la bande passante, un montage de modulation en opposition de phase sur la cathode et l'électrode de modulation du tube de projection a été adopté. La courbe du gain de cet étage est parfaitement linéaire jusqu'à 4 Mc : s; la tension de modulation maximum fournie est de 250 V crête à crête.

Le *tube de projection*, fonctionnant dans des conditions extrêmement sévères, est du type « pipe », à plaque refroidie. La sécurité d'exploitation, acquise au prix d'une certaine complication des circuits de commande, est parfaitement assurée; la protection des opérateurs contre les rayons X est obtenue par un blindage approprié des organes soumis à l'intense bombardement électronique.

Les caractéristiques du tube sont les suivantes :

Tension d'accélération maximum......	80 kV
Courant du faisceau moyen...........	500 μA
» » max. (450 lignes).	2 000 μA
Tension de modulation (crête à crête).	125 V env.
Charge moyenne de l'écran fluorescent.	$2,1.10^{-1}$ W : cm²
» instantanée maximum de l'écran fluorescent........................	2 250 W : mm²
Rendement lumineux de la poudre (sous 50 kV et et 2 mA)...........	4 bg : W
Diamètre du spot....................	0,25 mm
Dimensions de l'image (couleur sépia).	12 × 16 cm

La distoration géométrique de la déviation est inférieure à 5 %, donc imperceptible à l'œil. La focalisation est maintenue en superposant des courants en dents de scie et paraboliques dans la bobine de concentration. Enfin, des circuits magnétiques spéciaux annulent les distorsions en forme de coussin de l'image.

Les dimensions de l'écran 3 m de large et 2,25 m de haut permettent à un public de deux cents à trois cents personnes d'observer l'image projetée, dans des conditions de confort visuel analogues celles des salles de cinéma.

RÉALISATIONS DE LA SOCIÉTÉ FRANÇAISE RADIOÉLECTRIQUE

1. Emetteur-récepteur à modulation de fréquence S. F. R. Type MF 456.

L'émetteur-récepteur à modulation de fréquence type « MF 456 » a été récemment mis au point par la Société Française Radioélectrique et une chaîne de fabrication en série est actuellement en cours de lancement (*fig.* 2). Il permet d'assurer

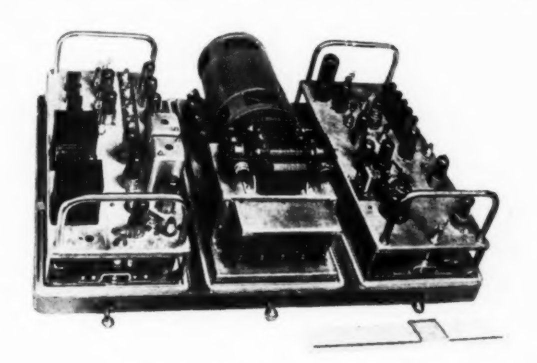


Fig. 2. — Vue des trois châssis composant l'émetteur-récepteur S. F. R. Type MF 456, capots enlevés.

des liaisons radiotéléphoniques entre postes fixes ou mobiles à distances moyennes (15 à 30 km, suivant les dispositions topographiques); la portée des installations fixes peut d'ailleurs être améliorée par l'emploi d'aériens directifs.

Le matériel peut émettre et recevoir sur l'une des quatre fréquences voisines préréglées choisies à l'intérieur d'une sous-gamme de 2 Mc : s de largeur; cette sous-gamme peut être prise à volonté à l'intérieur d'une gamme de fréquences comprises entre 152 et 162 Mc : s. Une version de ce matériel est également prévue pour fonctionner dans la gamme de 100 à 108 Mc : s.

Bien qu'utilisant le principe de la modulation de fréquence, l'émetteur est piloté par quartz; il en résulte une stabilité de fréquence inhabituelle dans la plupart des appareils de ce genre et ceci constitue un facteur de sécurité important pour l'exploitation.

Le système de modulation, particulièrement simple et original est couvert par un brevet S. F. R : un élément redresseur et un condensateur connectés en série sont placés en parallèle sur le quartz pilote; la tension microphonique fait varier le courant traversant l'élément redresseur, qui agit alors comme résistance variable et module directement en fréquence l'oscillateur à quartz. Un changement de fréquence à l'aide d'un oscillateur à quatre quartz commutables par relais, suivi de quatre doublages successifs, conduisent à la fréquence finale comprise entre 152 et 162 Mc : s.

La bande des différents circuits est assez large pour permettre de changer la fréquence d'émission dans une sous-gamme d'environ 2 Mc : s sans changer le réglage des circuits.

L'antenne, simple quart-d'onde est commune à l'émission et à la réception.

Le récepteur est du type classique à double changement de fréquence. Comme dans l'émetteur, la largeur de bande des circuits permet de disposer de quatre canaux à choisir dans une bande de 2 Mc : s (on dispose pour cela de 4 quartz commutables à partir d'un coffret de commande). La sensibilité du récepteur est de l'ordre du microvolt et n'est limitée que par le bruit de fond produit par le souffle du circuit d'entrée.

L'émetteur et le récepteur sont équipés de tubes de la série « miniature », fabriqués par la S. F. R.

L'alimentation de l'ensemble est réalisée, à partir d'une batterie d'accumulateurs de 12 V, par une commutatrice d'émission et une commutatrice de réception.

Le récepteur peut assurer la veille calée sur l'une des quatre fréquences préréglées.

Le matériel comprend :

Un bloc émetteur-récepteur-alimentation, composé de trois châssis identiques (recouverts par trois capots de 37 × 20 × 16 cm) disposés sur un plateau de 65 × 37 cm monté sur amortisseurs en caoutchouc.

Un coffret de commande à partir duquel se font les manœuvres d'utilisation et de contrôle. Ce coffret est relié par câble au bloc émetteur-récepteur-alimentation, au microphone (ou combiné) et au haut-parleur.

Un haut-parleur qui peut se placer à un endroit quelconque de l'installation.

Un microphone (ou combiné téléphonique) muni d'une pédale assurant la commutation émission-réception.

Tout le matériel, réalisé de façon très robuste et très soignée, est d'installation très aisée. La parfaite étanchéité de tous les élements assure à l'ensemble un fonctionnement toujours correct, même si l'appareil est exposé aux intempéries.

2. **Emetteur-récepteur Nautophone**.

Cet appareil est destiné aux petits chalutiers de pêche. Il peut également être utilisé pour les liaisons à postes fixes, à petites et moyennes distances (*fig.* 3). La construction a été prévue en vue de son utilisation à bord de navires de commerce par un personnel non spécialiste. La réalisation monobloc, en coffret parallélipipédique muni d'un couvercle le rend étanche au jet, condition indispensable pour la bonne tenue du matériel à la mer sur sur les petits bateaux de pêche.

Les manœuvres de mise en route et de changement de longueur d'onde sont extrêmement simples, et comparables à celles d'un récepteur de Radiodiffusion.



Fig. 3. — L'émetteur-récepteur monobloc Nautophone de la S. F. R.

Son transport et son installation sont particulièrement aisés et rapides.

L'émetteur fonctionne en téléphonie dans la gamme 85-185 m. Il comporte quatre ondes réglées stabilisées par quartz et délivre une puissance porteuse de 15 W. La modulation s'effectue par contrôle d'anode et l'étage de puissance B. F. est utilisé à la réception, pour actionner le haut parleur incorporé à l'appareil.

Le nombre d'organes de manœuvre nécessaires au changement de longueur d'onde se réduit à trois.

Un commutateur de choix de fréquence (1-2-3-4);

Un bouton d'accord des étages H. F.; l'aiguille du cadran devant être placée en regard d'une des quatre aiguilles *prérepérées* et de couleurs

différentes correspondant aux quatre longueurs d'onde préréglées.

Un variomètre d'antenne dont la position d'accord est indiquée par l'éclat d'un tube à néon;

Le récepteur couvre la gamme 75-550 m en deux sous-gammes (75-200; 200-550). Il permet l'écoute en haut parleur dans la gamme d'émission et dans la bande de radiodiffusion ondes moyennes.

L'alimentation est fournie par un convertisseur, alimenté par la batterie 24 V de bord.

L'exploitation de ce matériel, dont plusieurs centaines d'exemplaires sont en service à bord des chalutiers, a confirmé la parfaite tenue des organes et l'obtention de portées téléphoniques de plus de 400 milles, dans d'excellentes conditions de puissance et d'intelligibilité. Ces résultats ont motivé de la part de la Compagnie Radio-maritime, une commande d'appareils de même conception, mais d'une puissance antenne de 30 W.

3. Pylône rayonnant du Mont-Agel (Monaco).

La Société Française Radioélectrique a montré pour le compte de « Radio Monte-Carlo » un pylône rayonnant qui est alimenté par un émetteur de 100 kW (*fig.* 4).

Ce pylône est érigé à 1.100 m d'altitude au sommet du Mont-Agel. Cet emplacement remarquablement dégagé permet à la station de s'affranchir partiellement de la barrière montagneuse des Alpes pour la radiation vers la zone Nord-Européenne. Mais la configuration du terrain obligeait à placer l'ouvrage dans une cuvette d'une trentaine de mètres de profondeur par rapport au reste du plateau. En conséquence, l'ensemble se compose de deux parties : une embase triangulaire encastrée de 36 m de hauteur et un fût isolé triangulaire de 114 m reposant, par l'intermédiaire d'une rotule, sur le sommet de l'embase.

Le fût de 114 m a été établi de façon à pouvoir être ultérieurement porté à 174 m de hauteur; il est en tout point semblable aux pylônes de 120 m isolés dont la S. F. R. a déjà fourni un grand nombre d'exemplaires et l'originalité de l'ouvrage réside dans le fait que ce fût a été établi sur une embase élevée.

La fixation provisoire de la rotule pendant le montage du fût jusqu'à la première couronne de haubans posait quelques problèmes qui ont été heureusement résolus et le montage complet de l'ensemble a pu être exécuté en un mois et demi.

Un contrepoids sensiblement circulaire composé de 120 fils est attaché au sommet de l'embase



Fig. 4. — Le pylône rayonnant de Radio Monte-Carlo érigé sur le plateau du Mont-Agel.

d'une part et à des poteaux disposés sur le plateau d'autre part. Il constitue le réseau de terre de l'aérien, la construction d'une terre enterrée ayant été jugée aléatoire et trop onéreuse dans le terrain extrêmement sec et rocheux du Mont-Agel.

La cabine de couplage reliant le feeder venant de la station au pylône rayonnant est construite en tôle et placée dans l'embase immédiatement au-dessous de la pointe de base.

Le poids total de l'ensemble est seulement de 47 t (haubans non compris) bien qu'il ait fallu utiliser pour la construction des aciers marchands ordinaires, les délais d'approvisionnement en aciers de qualité supérieure ayant risqué de retarder l'exécution de l'ouvrage.

SOMMAIRE

R. Warnecke et P. Guénard. — Sur l'aide que peuvent apporter en télévision quelques récentes conceptions concernant les tubes électroniques pour ultra-hautes fréquences . . 259

A. Danzin et E. Despois. — Le poli optique, élément de construction des tubes à vide. . 281

E. Albers-Schœnberg et W. Soyck. — La variation des propriétés diélectriques des matières céramiques à base d'orthotitanate de magnésie et sa représentation par la loi logarithmique des mélanges. 290

P. Paris et J. Polonsky. — Description d'un émetteur 1 kW de radiodiffusion à ondes moyennes. 293

W. Kleen. — Note sur la sensibilité d'un étage amplificateur. 299

P. Guénard, R. Warnecke et C. Fauve. — Sur le rendement des tubes à modulation de vitesse. 302

J. Brossart et O. Doehler. — Sur les propriétés des tubes à champ magnétique constant; IIIe Partie. Les tubes à propagation d'onde à champ magnétique. 328

M. Bricka et H. Bruck. — Sur un nouveau canon électronique pour tubes à haute tension. 339

M. Bernard. — Baie de liaison au réseau téléphonique pour communications radiotéléphoniques bilatérales 344

Productions nouvelles 356

Imp. GAUTHIER-VILLARS
55, Quai des Grands-Augustins, PARIS
130597

